

# 地震

## 第 2 輯

### 第 7 卷 第 1 號

昭和 29 年

#### 論 説

- 浅発地震の走時より出された日本の表層構造……………玉城 逸夫…… 1  
弾性体内の点状震動源により水との境界面を伝播する弾性波に  
ついて (I) ……………佐藤 良輔…… 8  
深発地震の発震地域による振動特性に就いて……………吉川 宗治……21  
「クロノメーター」—「機械的同調濾波器」—  
「ホニックモーター」方式に依る一様回転装置 ……………友田 好文……25  
Magnitude の度数分布 ……………浅田 敏……30  
P-S 時間の頻度分布について ……………浅田 敏・田 望……37  
変位に基く規模尺度と加速度に基く尺度に就て……………浅田 敏……45  
重力と地下構造との関係 (III) ……………加藤 元彦……49

#### 寄 書

- 級間の数を 2 として簡単に相関係数を求める方法 ……………友田 好文……55  
地震時報……………57  
学会記事……………58  
文献紹介……………60  
本間正作氏著作論文目録……………61

# 地震学会々則

1. 本会は地震およびこれに関連する諸現象の研究並びにその応用に関する知識を交換、普及し震火災防止に貢献することを目的とする。
2. 本会は地震学会と称して、事務所を東京大学地球物理学教室内におく。
3. 本会はその目的を達するため下記の事業を行う。
  - (i) 通常総会および臨時総会
  - (ii) 学術講演会
  - (iii) 会誌「地震」の発行
  - (iv) 其他必要なる事業

通常総会は毎年必ず1回適当な時期に行い、臨時総会は委員5名以上あるいは会員30名以上の請求のあつた時に開く。総会の成立は普通会員1/5以上の出席(委任状を含む)を要する。
4. 本会々員は名誉会員、普通会員、購読会員、及び賛助会員とする。会員となろうとする者は会費1ヶ年分をそめて本会事務所へ申込むものとする。
5. 地方あるいは特別の機関等に支部をおくことができる。
6. 委員長1名、委員若干名をおく。
7. 委員長は本会を代表し、各委員は編輯、庶務、会計等の事務を分担し、そのために若干名の幹事をおくことが出来る。幹事は委員長が委嘱する。
8. 本会には顧問若干名をおくことができる。
9. 委員は普通会员の互選によつて選出する。委員長は委員の互選による。委員長及び委員の任期は1年とし、再選をさまたげない。
10. 委員及び委員長の更迭期を3月末とする。途中補欠として加つたものの任期は前任者の残存期間とする。

## 附 則

1. 普通会员、購読会員の会費は1年400円とする。
2. 会費年1口(10000円)以上をおさめたものを賛助会員とする。
3. 支部のないときは連絡幹事をおく。連絡幹事は委員長が委嘱する。
4. 本会則は総会(又は臨時総会)に於て出席会員の過半数の賛成により改訂又は附加することが出来る。

## 委 員 (1954年3月選出)

委員長 佐々憲三

委 員 飯田 汲事(名古屋大) 萩原 尊礼(東大) 早川 正己(地質調) 西村 英一(京大)  
 本多 弘吉(東北大) 表 俊一郎(東大) 和達 清夫(中央気) 金井 清(東大)  
 河角 広(東大) 笠原 慶一(東大) 吉山 良一(九大) 高橋竜太郎(東大)  
 田治米鏡二(秋田大) 坪井 忠二(東大) 那須 信治(東大) 村内 必典(科博)  
 宇佐美竜夫(中央気) 井上 宇胤(中央気) 松沢 武雄(東大) 福富 孝治(北大)  
 浅田 敏(東大) 佐々 憲三(京大) 鷺坂 清信(地震観) 宮村 摂三(東大)  
 宮部 直己(地理調) 水上 武(東大) 島津 康男(名古屋大) 広野 卓蔵(中央気)  
 末広 重二(中央気) 鈴木 次郎(東北大) [イロハ順]

庶務係幹事 表 俊一郎・村内 必典・笠原 慶一・松本 利松・三木 晴夫

会計係幹事 山口 弘次・末広 重二・宇佐美竜夫

会計監査 井上 宇胤

編輯係幹事 宮村 摂三・金井 清・安芸 敬一・佐藤 良輔

編輯委員会委員 飯田 汲事・本多 弘吉・和達 清夫・金井 清・河角 広・坪井 忠二・  
 井上 宇胤・松沢 武雄・佐々 憲三・宮部 直己 [イロハ順] および編集・

庶務・会計係幹事代表各1名

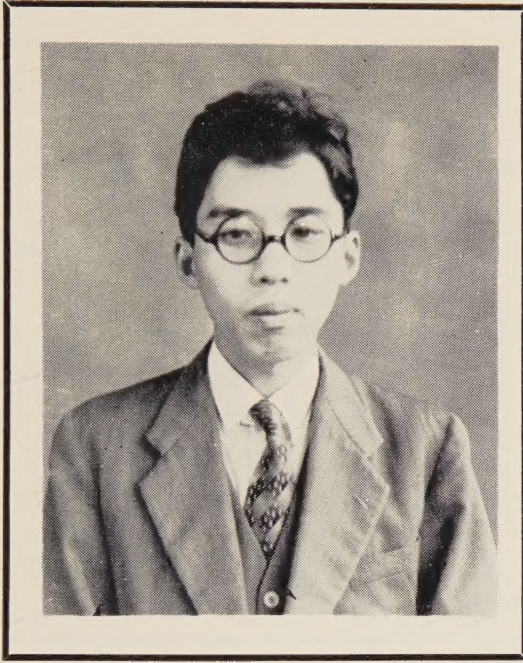
顧問 中村左衛門太郎・北沢 五郎



## 訃 音

昭和 28 年 10 月 23 日、本学会会員本間正作君は春秋に富む身を以て、突然他界された。ここに本会として深甚なる哀悼の意を表する。

君は大正 2 年 7 月 17 日東京小石川江戸川町に生れ、後に武蔵高等学校を経て昭和 11 年東京大学理学部地震科を卒業された。大学卒業後は中央气象台に入り、程なく水戸測候所に転じ、後中央气象台地震課に勤務された。そして昭和 23 年松代に地震観測所が新設されるや、所長心得として勇躍赴任され、同所の創立整備につとめ、一方優秀な研究を遂げられつつ、遂にこの信州の山地を最後の地とされた。君の生涯は气象台において終始され、



とくに地震の業務と研究とに一生を捧げれたというも過言ではない。

君は人格高潔にして虚飾を嫌い、学者として高く身を持する一方、心優しく友情に富み、君に接する総ての人々の敬愛を一身に集めておられた。また君はユーモアに富みその一端は時々君が使われた甲斐好胤（コーヒーすきだね）という筆名にも表はれていた。君の地震学に関する論文は 80 篇にのぼり、その悉くが珠玉の作品として、広く内外の学界に高く評価されている。

わが国が地震学において、世界にその名を知られているのも、君の如き、地味な学者が黙々として、次々と優秀な研究をなし遂げられたからである。君の他界は、ただに中央气象台の痛手というばかりでなく、広く世界の学界の痛恨事である。

君の逝去に対し、賞勳局より勲六等瑞宝章が授けられ、特旨より位一級を進められ正五位に叙せられた。尚御遺族には夫人と幼き息女がおられる。

昭和 28 年 10 月 30 日

中央气象台 広 野 卓 藏

# 略 歴

本 間 正 作

大正 2 年 7 月 17 日生

本 籍 文 京 区 江 戸 川 町 15  
 学 歴 武 藏 高 等 学 校 尋 常 科 大 15. 4~昭 5. 3  
 高 等 科 理 科 昭 5. 4~昭 8. 3  
 東 京 帝 国 大 学 理 学 部 地 震 科 昭 8. 4~昭 11. 3

## 職 歴

昭 11. 11. 30 茨城県測候技手 水戸測候所  
 昭 14. 11. 1 気象技手 水戸測候所  
 昭 15. 4. 23 水戸測候所長心得  
 昭 15. 8. 3 中央气象台地震課調査係  
 昭 16. 1. 4 中央气象台附属気象技術官養成所講師を嘱託す  
 昭 16. 10. 29 気象技師  
 昭 17. 4. 1 業務部地震課調査係長  
 昭 20. 4. 1 昭和 20 年度学術研究会第一部第二十九研究班員委嘱  
 昭 21. 4. 1 運輸技官  
 昭 21. 4. 30 中央气象台観測部地震課調査係長  
 昭 23. 9. 15 中央气象台松代地震観測所  
 昭 23. 11. 30 松代地震観測所長心得  
 昭 24. 6. 1 地震観測所長補佐  
 免所長心得  
 昭 24. 6. 1 地震の表面波の研究により運輸大臣賞をうける  
 昭 26. 4. 1 地震観測所研究官  
 昭 27. 4. 1 官庁職員結核対策要綱による療養  
 昭 28. 4. 1 国家公務員法第 79 条第 1 号により休職



# 浅発地震の走時より出された日本の表層構造

京都大学地球物理学教室 玉 城 逸 夫

(昭和 28 年 10 月 30 日受理)

## The Crustal Structure of Japan derived from Observed Travel Time Curves of Shallow Earthquakes.

Ituo TAMAKI

Geophysical Institute, Kyôto University.

(Received October 30, 1953)

The travel time curve of shallow earthquake gives information about the structure of the earth's crust. But, in usual the observed travel times are plotted against epicentral distances without any consideration on azimuthal differences of observatories with respect to the epicentre. Therefore, by the analysis of the travel time curve made by the above procedure, only vertical irregularities of structure of the earth are obtained in assumption of no lateral irregular structures of the crust. Plots of the observed travel time have some deviations from mean curve in Japan. These deviations seem to contain systematic tendencies which exceed the amount of observation errors. The systematic deviations may be caused by the lateral ununiformness of crustal structure. From this view point, the author attempted a new method of analysis of travel time curves. That is, vertical sections are taken in Japan as in Fig. 1 and the travel time curves of the sections are made from the date of earthquakes and observatories in the belt near the sections. Thus we can easily determined the local characteristics of the structure which derived from analysis of several travel time curves of another section at intersection.

Epicenters of the earthquakes and sections are illustrated in Fig. 1. The crustal structure derived by this method are illustrated in Fig. 2, Fig. 3 and Fig. 4. The present report is a preliminary one satisfying the observed travel times of shallow earthquakes. The more accurate data from the observations of artificial explosions and local earthquakes will give some modification to this structures.

1. 従来地震波の走時解析は、1 個の地震に対して 1 個の走時曲線が対応し、震源の位置が推定され波の伝播速度が出され地下構造が推定されて来た。然し各観測点の走時は推定される速度が期待される値に対し可成の乱れを持つ。この偏差は精度の問題を含めて観測上の誤差による事は勿論だが、更に多くの地震について詳細に調べると偏差に或る定った傾向がある様である。この事は先に本多<sup>1)</sup> 国富<sup>2)</sup> 和達<sup>4)</sup> 等によつても指適されている。長年月の観測に或る系統的偏差が見られるならば、それは波を伝えた地下構造に起因するものでなければならない。とすれば個々の地震に対する、地殻は水平方向には変化がないという仮定にたつ走時解析では、この点を十分に追究する事は出来ない。そこで次に述べる新しい走時解析法が考えられた。

即ち、特定の地震のみに注目する事をやめ、任意方向に地下断面を設定して、其の近傍に位置する観測点及び地震からその断面のみに関する走時曲線群をつくり之を解析する。換言すれ

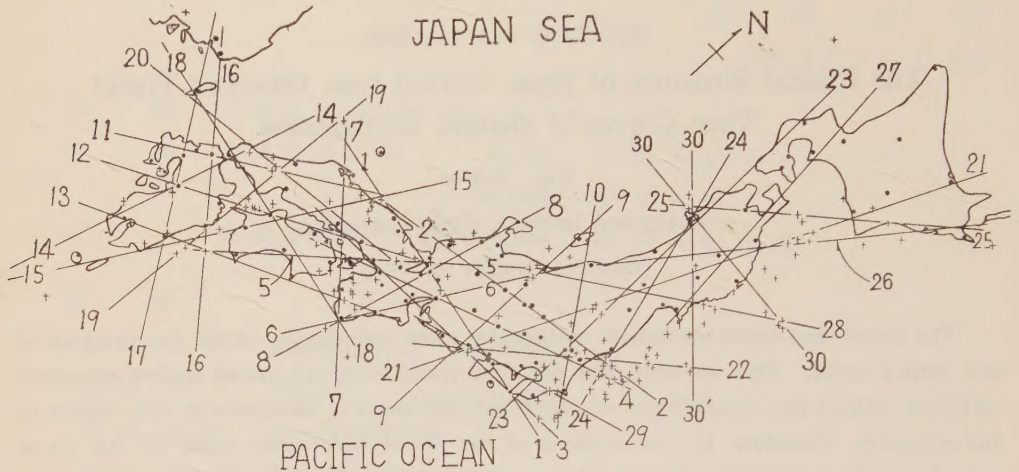


Fig. 1 Positions of the epicenters, observatories and sections  
+ : Earthquakes, • : Observatories, 1-30 indicate sections.

ば、地震探鉱の場合に於いて爆破点を地震に換震器を観測点に置き変えた様な型となる。従つて1断面に対する走時曲線には多くの地震が参加し、個々の地震の資料は断面中の観測所のもとのみ使われる。この様な走時曲線をつくると、今迄は単に何等かの誤差によると考えられていた偏差が共通して浮び出て来る事が多く、これらが断面の構造の特徴を指示する。1断面の解析は単独で行うがこれのみで構造を定めず、数多くの断面網で対象範囲を覆い断面の交叉点附近で各断面に矛盾なき構造を持たねばならぬ制限により構造は更に明確となる。断面網の密度を考え得る構造変化の規模より密にする事により自由度の拘束度をより大きくする事が出来る。(之は逆に観測所と地震の分布密度から制限を受けるが。) この様な方法は日本の様な表層構造の複雑な且つ観測網と地震分布共に密な地域にもちいて効果のある事は言うまでもない。

2. 資料について。使用した走時は極浅発地震(時に浅発地震を含む)の初動で、178個の地震が使われた。資料は総て気象要覧によつた。資料の地震を Magnitude によつて分けると、

顕著地震 59 個。

稍顕著地震 65 個。

小地震 54 個。

となり、年別すると下の様になる。

年	個数	年	個数	年	個数	年	個数
1935	3	1940	24	1945	9	1950	3
1936	2	1941	30	1946	3	1951	7
1937	10	1942	18	1947	3	1952	1
1938	17	1943	23	1948	11		
1939	6	1944	—	1949	8		



震央の分布は第1図に示した。(1点で数個の地震を表わす点もある。)

3. 断面と走時解析について。各断面の位置は第1図に示した。便宜上日本を3部分に分けたため、中央部 S1~S10, 南西部 S11~S20, 東北部 S21~S30' となっている。断面に参加する観測所及び地震は線上のもののみでなく、約50軒程度の幅を持ちその範囲のものを包含する。断面の長さ(震央距離の大きさ)は場所によつてはもつと長くとれるが、この程度を超えると資料が減少し且つ走時曲線の乱れに系統的偏差は見られなくなる。<sup>(3)</sup>

走時解析に当つては個々の地震の走時曲線から発震時を出し、(震央距離の極く小さい範囲から出した。)それから断面別走時曲線をつくる。構造を出す際は多層水平構造の場合を主として、これに Vertical steps, Domes のある場合の解析を使い、斜層や mirrage の考えは用いなかつた。これは走時曲線にそれだけの精度がない為や、測線の長さに比べて傾斜は小さくむしろ Steps の方が大きくきて来る事による。走時曲線から得られる伝播速度は勿論正確に2桁迄一致する事は少いから、予め表層構造が下に示す速度を持つ各層から成立つてしていると仮定して表現した。層を分類することは種々説があるが、ここでは走時曲線に表われる伝播速度の出現頻度を考慮して層に分けた。

即ち	3.7~4.2 km/sec.	Outer Upper Layer	U 層
	5.0~5.5	Granitic Layer	G 層
時に	5.5~6.0	//	G' 層
	6.0~6.5	Intermediate Layer	I 層
	7.0~7.5	Basaltic Layer	B 層
	8.0~8.5	Peridotite Layer	P 層

4. 出された表層構造について。以上の様な方法で解析した結果、第2図、第3図、第4図に各断面について示した構造を考えると走時をよく説明出来ることがわかつた。(図中の地名は観測所の内の1部である。)これら断面構造から水平分布を求めてみると概略第5図の如き傾向を有する。U層に関しては層の存在とその厚さ、P層に関してはその上限までの深さを示してある。G, I, B層は表現が複雑なのでここでは省略する。

5. 考慮すべきこと。ここに出した表層構造は次の諸点を考慮しなければならない。即ち、1) 図示した構造は正確に深さ何軒という様な値を示すものでないことは、観測資料の精度の点からも明らかである。2) 使用した地震は大部分極浅発地震であるが、その震源の深さは解析上0軒としてある。3) 或る地域で地震及び観測所の分布があらいと(震央が海域にある場合も含めて)、その附近の構造特に浅い部分が特定の少数資料によつて左右される場合がある。4) 観測所のちらばりの点から出される構造の規模に限度がある。例えば、筑波山、房総半島

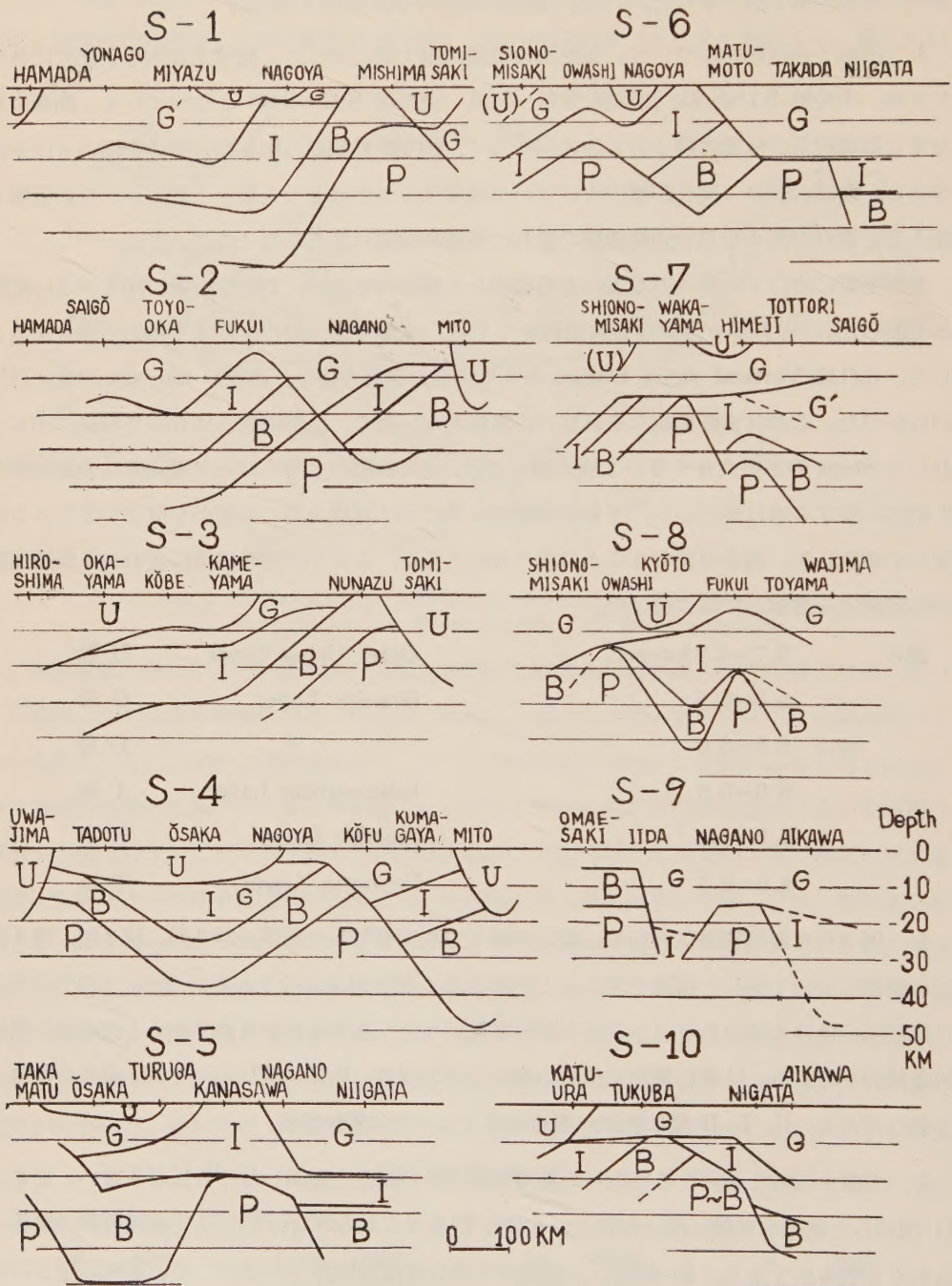


Fig. 2 Crustal structures of sections 1 to 10. Notations U, G, I, B and P mean outer upper layer, granitic layer, intermediate layer, basaltic layer and peridotite layer, respectively.



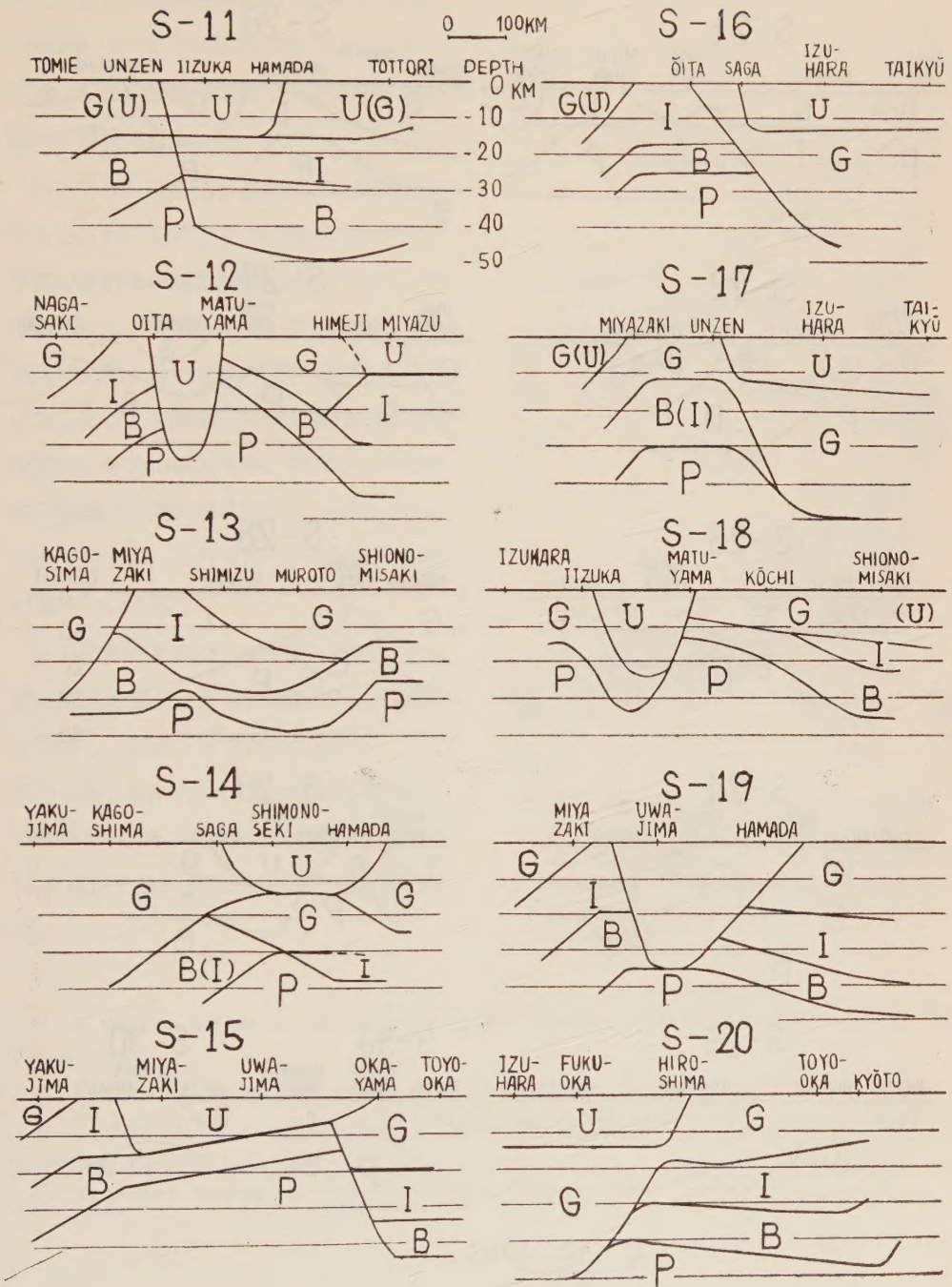


Fig. 3 The crustal structures of section 11 to 20. Notations are the same in Fig. 2.

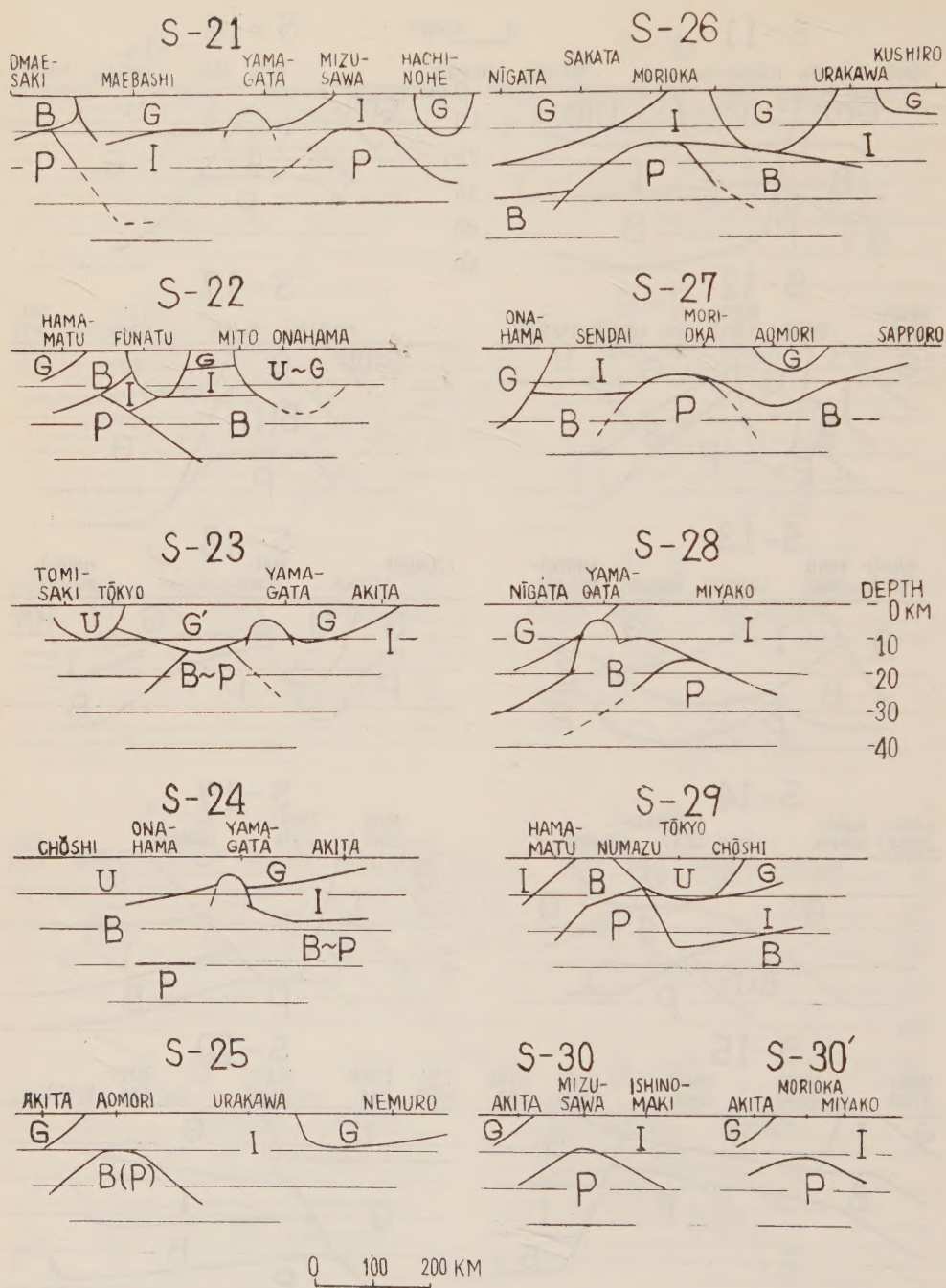


Fig. 4 The crustal structures of section 21 to 30.



附近や紀伊水道附近は複雑であることはわかるが、はつきり構造は出せない。これらに対して特に爆破地震動や局地地震の精密観測が期待される。

以上出された構造は浅発地震の初動走時のみから考えられた1つの模型であつて、今後の資料及び精密観測によつて正しい形に近づくことを期待する。又、深発地震の走時は勿論、他の位相の波の走時も考えねばならぬし、表層構造の他の表現である異常震域、重力の異常分布、地質学上の資料等の問題との関連性についても考察されるべきであるが、これらについては次の機会に述べたいと思う。

終りに紙面の都合で各断面に使用された観測所名地震名及び走時曲線とその解析例を省略し、記述も意を尽さぬ点が少くない事をお許し願いたい。又、終始御指導戴いた佐々教授、及び種々御助言下さつた和達、坪井 両博士始め 諸先生に厚く 感謝致します。



Fig. 5 The horizontal distribution of the thickness of *U* layer (outer upper layer  $V_p$ : 3.7–4.2 km/sec.), and the contour of depths of uppermost of boundaries of *P* layer (Periodotite layer,  $V_p$ : 8.0–8.5 km/sec.)

- 1) H. Honda, A Note on the Anomaly of the Velocity of the Seismic Waves. Geophy. Mag., Vol. 6. 1932.
- 2) I. Kunitomi, Propagation of Seismic Waves in Japan. Geophy. Mag. Vol. 6 1932.
- 3)  $\Delta > 600 \sim 700$  km 以上の走時曲線は、非常に遅い速度を示す事が多い。これは恐らく顕著な *later phase* 初動として記録している為と思われる。
- 4) K. Wadati, Shallow and Deep Earthquake. Geophy. Mag., Vol. 4, No. 4.

# 弾性体内の点状震動源により水との境界面 を伝播する弾性波について (I)

東京大学理学部地球物理学教室 佐 藤 良 輔

(昭和 28 年 11 月 16 日受理)

On the Propagation of Tremors along the Interface between Solid  
and Water produced by a Point Source in a Solid. (I)

Ryosuke SATO

Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.

(Received November 16, 1953)

The problem on the propagation of tremors over the plane surface of a semi-infinite homogeneous isotropic elastic solid, generated by a three dimensional point source, was studied at first by T. Sakai in 1934. He assumed three kinds of sources which admit simple interpretation and treated three cases as corresponding to three kinds of sources independently with one another by utilizing the method of steepest descent on the complex plane to evaluate the integrals. After that, some authors studied the same problem more in detail by assuming the various boundary conditions.

In stratified mediums, however, only a few approximate calculations concerning the generation of Love have been treated, because such a problem in a general case is very complicated mathematically. One of this difficulty is to obtain poles on the complex plane. To avoid this difficulty, in this paper, we take water as one medium and the other as solid in which the same point source as assumed by Sakai exists. Furthermore, for simplicity, we assume that both water and solid are homogeneous, isotropic and perfectly elastic, and that the effect of gravity is negligible and rigidity  $\mu=0$  in water and Poisson's ratio  $\sigma=\frac{1}{4}$  in solid. Since, if the depth of the water is finite, the problem becomes very complicate (we will state this in a later paper), so we assume it is infinite, namely no reflected wave at the free surface of water exists.

In this paper, as the first stage for solving our subject we study the branch points and poles of  $D(\gamma)$  or  $E(\gamma)$  (see (3.2) or (4.2)) which is the similar function as defined by Sakai.

§1 序論 一様な半無限弾性体内に点状震動源がある時、これから出た弾性波が如何に表面を伝播して行くかと云う問題については、既に T. Sakai<sup>1)</sup> の詳細な論文があり、その後 S. Shôno<sup>2)</sup> も震源附近に種々の境界条件を与えて同様な問題を取扱つた。併し層をなす媒質中に於ける波の発生の問題は、例えば C. L. Pekeris<sup>3)</sup> の半無限に拡がった液体の上に液層がある場合、或は F. Press, M. Ewing, I. Tolstoy<sup>4)</sup> の半無限固体弾性体上に液層がある場合（これらは何れも表面波即ち積分の留数から求められる波についてのみしか行われて居ない）、更



に H. Jeffreys,<sup>5)</sup> K. Segawa,<sup>6)</sup> Y. Satô<sup>7)</sup> 等の Love 波発生に関する 2・3 の計算, 又最近では半無限弾性体上に密度, 弾性常数の異なる表面層がある時の問題を M. Newlands<sup>8)</sup> が詳細に取扱って居るが, これらの殆どは二次元的の問題のみである。これらの解析的計算の困難さの一つは複素面上に於ける極の位置を求める事にあるのである。この困難さから若干逃れる為, 一方の媒質に水を取り, 他方の弾性体内に T. Sakai のとったものと同じ点状源を仮定して解いたのがこの論文である。

弾性体と液体とからなる system に於ける弾性波の問題に就いては Bromwich,<sup>9)</sup> Stoneley<sup>10)</sup> に始まり最近に到るまで非常に多くの学者が取扱って居るが, この様な問題に於て重力の影響は周期の余り大きくない範囲ではこれを無視する事が出来る事は例えば Stoneley の既に示した所である。そこでこの問題を解くに当り, 第一の仮定として水及び弾性体は共に一様な完全弾に性体とし, 重力の影響を無視して前者では剛性率  $\mu=0$ , 後者ではポアソン比  $\sigma=1/4$  とする。更に水の深さを有限とすると問題が非常に複雑となるので (この事については続報で述べるつもりである), 先づ第一段階として水の深さを無限大, 即ち水の自由表面に於ける反射波はないものとした。

この論文では表題を解く為の準備として函数  $D(\gamma)$ ,  $E(\gamma)$  の分岐点及び極の位置を求めた。

§2 今変位ベクトルを  $\vartheta$  とすると, 一様な完全弾性体ではカーチアン座標を用いて次の運動方程式が成立する。

$$\rho \partial \vartheta / \partial t^2 = (\lambda + \mu) \text{grad div } \vartheta + \mu \nabla^2 \vartheta, \quad (2.1)$$

ここに  $\rho$  は密度,  $\lambda$  及び  $\mu$  は Lamé の常数である。そこでスカラー量  $\phi$  及びベクトル量を  $\mathfrak{A}$  用いて,

$$\vartheta = \text{grad } \phi + \text{rot } \mathfrak{A}, \quad (2.2)$$

とすると,  $\phi$  及び  $\mathfrak{A}$  は夫々

$$\rho \partial^2 \phi / \partial t^2 = (\lambda + \mu) \nabla^2 \phi, \quad \rho \partial^2 \Omega / \partial t^2 = \mu \nabla^2 \mathfrak{A}, \quad (2.3)$$

を満足する。

今弾性体 (これを媒質 I とする) と水 (これを媒質 II とする) の境界面を  $x-y$  面にとり,  $z$  軸を水中に向って正にとる。そして先づこの様な境界面についての平面波の反射, 屈折の問題を解き, 更にこれを一般化して  $z=-d$  に点状源がある場合の境界面に於ける変位を求めるのであるが, 後の計算の為に入射平面波の wave normal が  $\xi-z$  面に含まれる様な新しい座標系  $(\xi, \eta, z)$  を用いる。

$P$  波或は  $SV$  波 (以後特に断らない限り  $SV$  波は  $S$  波と書く) が境界面に入射する時, その変位成分は共に

$$\vartheta_\xi = \partial \phi / \partial \xi - \partial \mathfrak{A}_\eta / \partial z, \quad \vartheta_\eta = 0, \quad \vartheta_z = \partial \phi / \partial z + \partial \mathfrak{A}_\eta / \partial \xi, \quad (2.4)$$

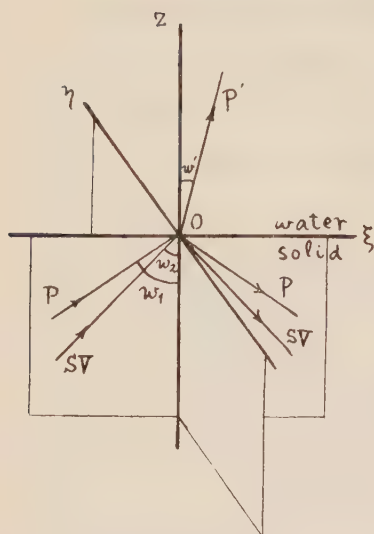


Fig. 1

で表わされる。そこで  $P$  波 (或は  $S$  波) の媒質  $I$  より  
の入射角を  $w_1$  (或は  $w_2$ )、この時  $S$  波 (或は  $P$  波) と  
して反射する波の反射角を  $w_2$  (或は  $w_1$ )、又媒質  $II$  へ  
の屈折角を  $w'$  (水は  $\mu=0$  としてあるから 勿論これは  
 $P$  波としての屈折角である) とすると、反射及び屈折の  
法則から

$$\sin w_1/v_1 = \sin w_2/v_2 = \sin w'/v', \quad (2.5)$$

が成立する (Fig. 1)。此処に  $v_1, v_2$  は  $I$  に於ける  $P$   
波及び  $S$  波の速度、 $v'$  は  $II$  に於ける  $P$  波の速度であ  
る (以下 suffix 1 は  $I$  に於ける  $P$  波に関する量, suffix 2  
を附したものは  $I$  での  $S$  波に関する量, 又  $'$  を附した  
ものは  $II$  に関するする量を表わすものとする)。かくし

て (2.3) の解は  $I$  及び  $II$  に於て time factor  $e^{i\omega t}$  を省略して夫々次の様を書く事が出来る。

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= A_0 \exp \{-ih(\xi \sin w_1 + z \cos w_1)\} + A_1 \exp \{-ih(\xi \sin w_1 - z \cos w_1)\} \\ \mathfrak{A}_\eta &= B_0 \exp \{-ik(\xi \sin w_2 + z \cos w_2)\} + B_1 \exp \{-ik(\xi \sin w_2 - z \cos w_2)\} \end{aligned} \right\} \quad I \quad (2.6)$$

$$\phi' = A' \exp \{-ih'(\xi \sin w' + z \cos w')\} \quad II \quad (2.7)$$

$$\text{但し} \quad h = \sqrt{\rho/(\lambda+2\mu)} \cdot \omega = \omega/v_1, \quad k = \sqrt{\rho/\mu} \cdot \omega = \omega/v_2, \quad h' = \sqrt{\rho'/\lambda'} \cdot \omega = \omega/v' \quad (2.8)$$

$$\text{又} \quad h \sin w_1 = k \sin w_2 = h' \sin w' \quad (2.9)$$

の成立する事も (2.5) から容易に分る。此処で  $P$  波入射の場合は  $A_0=1, B_0=0$ ,  $S$  波入射  
の場合は  $A_0=0, B_0=1$  と置けば良いのである。

次に  $z=0$  に於ける境界条件として変位成分及び張合い成分の連続の条件を上の  $\phi, \mathfrak{A}_\eta$  を用  
いて表わすと

$$\left. \begin{aligned} \partial \phi_1 / \partial z + \partial \mathfrak{A}_\eta / \partial \xi &= \partial \phi' / \partial z, \\ 2\partial^2 \phi_1 / \partial \xi \partial z + \partial^2 \mathfrak{A}_\eta / \partial \xi^2 - \partial^2 \mathfrak{A}_\eta / \partial z^2 &= 0, \\ \lambda \nabla^2 \phi_1 + 2\mu(\partial^2 \phi_1 / \partial z^2 + \partial^2 \mathfrak{A}_\eta / \partial \xi \partial z) &= \lambda' \nabla'^2 \phi', \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

従って (2.6), (2.7) を上式に代入すると,

$$\left. \begin{aligned} \cot w_1 \cdot (A_0 - A_1) + (B_0 + B_1) - \cot w' \cdot A' &= 0, \\ -2 \cot w_1 \cdot (A_0 - A_1) - (1 - \cot^2 w_2) (B_0 + B_1) &= 0, \\ -(n^2 \operatorname{cosec}^2 w_1 - 2) (A_0 + A_1) - 2 \cot w_2 \cdot (B_0 - B_1) + m' \operatorname{cosec}^2 w' \cdot A' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

が得られる。此処に  $n=v_1/v_2, m'=\lambda'/\mu$  である。以上の式から反射波及び屈折波の振巾が決  
定されるのであるが、以後簡単の為に  $\lambda=\mu$  と置く。



§3 P 波入射の場合 (2.11) に於て  $A_0=1$ ,  $B_0=0$ ,  $\lambda=\mu$ ,  $m'=\lambda'/\mu=\lambda'/\lambda=m$  と置き, 更に  $w_1=w$  とし,  $\cos w=\gamma$  を置いて,  $\sin w_2=v_2 \sin w/v_1=\sin w/\sqrt{3}$ ,  $\sin w'=v' \sin w/v_1=\sin w/n_1$  なる事に注意して上の式を解くと,

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= [\sqrt{n_1^2 + \gamma^2} - 1 \{4\gamma(1 - \gamma^2) \sqrt{2 + \gamma^2} - (2\gamma^2 + 1)^2\} + 3\gamma m n_1^2] / D(\gamma), \\ B_1 &= 4\gamma(2\gamma^2 + 1) \sqrt{1 - \gamma^2} \sqrt{n_1^2 + \gamma^2} - 1 / D(\gamma), \\ A' &= 6\gamma(1 + 2\gamma^2) / D(\gamma), \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

此処に

$$D(\gamma) = \sqrt{n_1^2 + \gamma^2} - 1 \{4\gamma(1 - \gamma^2) \sqrt{2 + \gamma^2} + (1 + 2\gamma^2)^2\} + 3\gamma m n_1^2, \quad (3.2)$$

$$m = \lambda' / \lambda = \rho' v'^2 / \rho v^2. \quad (3.3)$$

$m$  の値は,  $v_1 = \sqrt{3} v_2$ ,  $v_2 = 2v'$ ,  $\rho/\rho' = 2.5$  とすると (これは granitic bottom に相当する) 程度のもとなる。(3.2) の  $\{ \}$  の内は半無限弾性体に於て T. Sakai の出した  $D(\gamma)$  と全く同じ式で, 今の場合はそれに補正項が加わっている。

かくして  $z=0$  に於ける変位は

$$\left. \begin{aligned} \vartheta_\xi &= -ih \sin w \cdot 6\gamma \{2\sqrt{2 + \gamma^2} \sqrt{n_1^2 + \gamma^2} - 1 + m n_1^2 + 2\gamma^2 + 1\} e^{-ih\xi \sin w} / D(\gamma), \\ \vartheta_z &= -ih \cdot 12\gamma(1 + 2\gamma^2) \sqrt{n_1^2 + \gamma^2} - 1 e^{-ih\xi \sin w} / D(\gamma) \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

で与えられる。

§4 SV 波入射の場合 (2.11) に於て  $A_0=0$ ,  $B_0=1$  とし, 又  $w_2=w$ ,  $\cos w=\gamma$ ,  $v_2/v'=n_2$  と置くと,

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= 4\gamma(1 - 2\gamma^2) \sqrt{1 - \gamma^2} \sqrt{n_2^2 + \gamma^2} - 1 / E(\gamma), \\ B_1 &= [\sqrt{n_2^2 + \gamma^2} - 1 \{4\gamma(1 - \gamma^2) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} - (1 - 2\gamma^2)^2\} - m n_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)}] / E(\gamma), \\ A' &= 4\gamma(1 - 2\gamma^2) \sqrt{1 - \gamma^2} \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} / E(\gamma), \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

$$E(\gamma) = \sqrt{n_2^2 + \gamma^2} - 1 \{4\gamma(1 - \gamma^2) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} + (1 - 2\gamma^2)^2\} + m n_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} \quad (4.2)$$

が得られる。従つてこの場合の  $z=0$  に於ける変位は,

$$\left. \begin{aligned} \vartheta_\xi &= -ik \cdot 2\gamma \{ (1 - 2\gamma^2) \sqrt{n_2^2 + \gamma^2} - 1 + \{2(1 - \gamma^2)(1 - 2\gamma^2) \\ &\quad - m n_2^2\} \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} e^{-ik\xi \sin w} / E(\gamma) \} \\ \vartheta_z &= -ik \sin w \cdot 8\gamma(1 - \gamma^2) \sqrt{n_2^2 + \gamma^2} - 1 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} e^{-ik\xi \sin w} / E(\gamma), \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

となる。

§5 函数  $D(\gamma)$   $\gamma$  を複素平面上の点と考えると,  $D(\gamma)$  は  $\gamma = \pm i\sqrt{n_1^2 - 1}$  と  $\gamma = \pm i\sqrt{2}$  に分岐点を持った  $\gamma$  の4価函数となる。然し上の2組の分岐点の夫々を結ぶ直線を切れ目とする Riemann 面を考えてやると  $D(\gamma)$  は  $\gamma$  の1価函数として考える事が出来る。そこで

$\sqrt{\gamma^2 + n_1^2 - 1}$  及び  $\sqrt{\gamma^2 + 2}$  を  $\gamma$  が無限に大きい負の虚数になる時  $\gamma$  に近づく場合を夫々の上葉 (upper sheet) と定義し,  $D(\gamma)$  の Riemann 面を次の様にとってやる。

	$\sqrt{n_1^2 + \gamma^2 - 1}$	$\sqrt{\gamma^2 + 2}$
The First Sheet	Upper Sheet	Upper Sheet
The Second Sheet	Lower Sheet	Upper Sheet
The Third Sheet	Upper Sheet	Lower Sheet
The Fourth Sheet	Lower Sheet	Lower Sheet

かくして次の様に表わされる  $D_1(\gamma)$ ,  $D_2(\gamma)$ ,  $D_3(\gamma)$ ,  $D_4(\gamma)$  をとってやると, 第1葉に於ける  $D_1(\gamma)$  は第2葉では同じ  $\gamma$  について  $D_2(\gamma)$  となり, 第3葉では  $D_3(\gamma)$ , 第4葉では  $D_4(\gamma)$  となる。

$$\begin{aligned}
 D_1(\gamma) &= \sqrt{n_1^2 + \gamma^2 - 1} \{ (2\gamma^2 + 1)^2 - 4\gamma(\gamma^2 - 1)\sqrt{2 + \gamma^2} \} + 3\gamma mn_1^2 \\
 D_2(\gamma) &= -\sqrt{n_1^2 + \gamma^2 - 1} \{ (2\gamma^2 + 1)^2 - 4\gamma(\gamma^2 - 1)\sqrt{2 + \gamma^2} \} + 3\gamma mn_1^2 \\
 D_3(\gamma) &= \sqrt{n_1^2 + \gamma^2 - 1} \{ (2\gamma^2 + 1)^2 + 4\gamma(\gamma^2 - 1)\sqrt{2 + \gamma^2} \} + 3\gamma mn_1^2 \\
 D_4(\gamma) &= -\sqrt{n_1^2 + \gamma^2 - 1} \{ (2\gamma^2 + 1)^2 + 4\gamma(\gamma^2 - 1)\sqrt{2 + \gamma^2} \} + 3\gamma mn_1^2
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

次に此處で  $\gamma = \sqrt{3\zeta + 1}$  と置いてやると, 上の式は,

$$\begin{aligned}
 D_1(\gamma) &= 3\sqrt{3} [ 3\sqrt{\zeta + (n_1^2/3)} \{ (2\zeta + 1)^2 - 4\zeta\sqrt{\zeta + (1/3)}\sqrt{\zeta + 1} \} + mn_1^2\sqrt{\zeta + (1/3)} ] \\
 D_2(\gamma) &= 3\sqrt{3} [ -3\sqrt{\zeta + (n_1^2/3)} \{ (2\zeta + 1)^2 - 4\zeta\sqrt{\zeta + (1/3)}\sqrt{\zeta + 1} \} + mn_1^2\sqrt{\zeta + (1/3)} ] \\
 D_3(\gamma) &= 3\sqrt{3} [ 3\sqrt{\zeta + (n_1^2/3)} \{ (2\zeta + 1)^2 + 4\zeta\sqrt{\zeta + (1/3)}\sqrt{\zeta + 1} \} + mn_1^2\sqrt{\zeta + (1/3)} ] \\
 D_4(\gamma) &= 3\sqrt{3} [ -3\sqrt{\zeta + (n_1^2/3)} \{ (2\zeta + 1)^2 + 4\zeta\sqrt{\zeta + (1/3)}\sqrt{\zeta + 1} \} + mn_1^2\sqrt{\zeta + (1/3)} ]
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

又  $\gamma = -\sqrt{3\zeta + 1}$  と置いた時を  $D_1'(\gamma)$ ,  $D_2'(\gamma)$ ,  $D_3'(\gamma)$ ,  $D_4'(\gamma)$  とすると, (5.1) は次の様になる。

$$D_1'(\gamma) = -D_4(\gamma), \quad D_2'(\gamma) = -D_3(\gamma), \quad D_3'(\gamma) = -D_2(\gamma), \quad D_4'(\gamma) = -D_1(\gamma) \tag{5.3}$$

§6  $D(\gamma) = 0$  の根 先づ (5.2) から  $D_1(\gamma) \cdot D_2(\gamma) \cdot D_3(\gamma) \cdot D_4(\gamma)$  をつくと,

$$\begin{aligned}
 D_1(\gamma) \cdot D_2(\gamma) \cdot D_3(\gamma) \cdot D_4(\gamma) &= (27)^2 \left[ \left\{ 96 \left( \zeta + \frac{n_1^2}{3} \right) \left( \zeta + \frac{3 + \sqrt{3}}{4} \right) \left( \zeta + \frac{3 - \sqrt{3}}{4} \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left( \zeta + \frac{1}{4} \right) + m^2 n_1^4 \left( \zeta + \frac{1}{3} \right) \right\}^2 - 36 m^2 n_1^4 \left( \zeta + \frac{1}{3} \right) \left( \zeta + \frac{n_1^2}{3} \right) (2\zeta + 1)^4 \right]
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

となり,  $D(\gamma) = 0$  の根を求めるには上式の根を求めなくてはならない。そこで第一に

$$f(\zeta) = 96 \left( \zeta + \frac{n_1^2}{3} \right) \left( \zeta + \frac{3 + \sqrt{3}}{4} \right) \left( \zeta + \frac{3 - \sqrt{3}}{4} \right) \left( \zeta + \frac{1}{4} \right) + m^2 n_1^4 \left( \zeta + \frac{1}{3} \right) \tag{6.2}$$

と置いてこの  $f(\zeta)$  の性質を考える。



今  $m=0.1$ ,  $n_1=2\sqrt{3}$  と置いて  $f(\zeta)$  の極大・極小を求めると,  $\zeta \approx 0.861$  で極大,  $\zeta \approx -0.285$ ,  $\zeta \approx -3.17$  で極小となり, この時

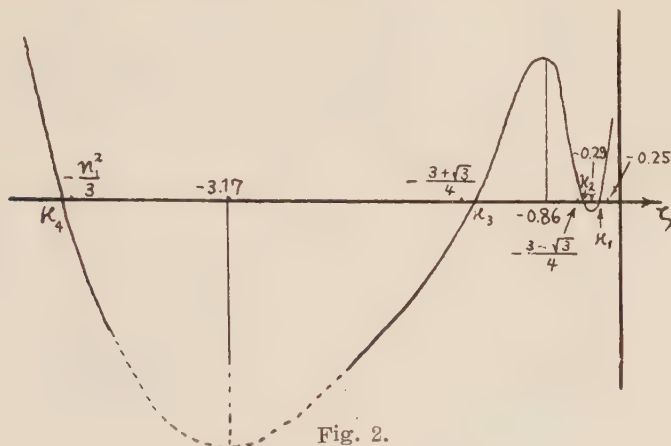


Fig. 2.

$$f(-0.861) \approx 31.5 > 0 \quad (\text{極大値})$$

$$f(-0.285) \approx -0.29 < 0 \quad (\text{極小値})$$

$$f(-3.17) \approx -1323 < 0 \quad (\text{極小値})$$

従って  $f(\zeta)=0$  は4つの実根  $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4$  を持つ (Fig. 2).

$$\text{又} \quad f\left(-\frac{1}{4}\right) = m^2 n_1^4 / 12 > 0, \quad f\left(-\frac{3-\sqrt{3}}{4}\right) = m^2 n_1^4 (3\sqrt{3}-5)/12 > 0,$$

$$f\left(-\frac{3+\sqrt{3}}{4}\right) = -m^2 n_1^4 (3\sqrt{3}+5)/12 < 0, \quad f\left(-\frac{n_1^2}{3}\right) = -m^2 n_1^4 (n_1^2-1)/3 < 0$$

であるから,  $-1/4 > \kappa_1 > -0.29$ ,  $-0.29 > \kappa_2 > -(3-\sqrt{3})/4$ ,  $-0.86 > \kappa_3 > -(3+\sqrt{3})/4$ ,  $-n_1^2/3 > \kappa_4$  である事が分る。そこで根を  $\kappa_1 = -1/4 - \varepsilon_1$ ,  $\kappa_2 = -(3-\sqrt{3})/4 + \varepsilon_2$ ,  $\kappa_3 = -(3+\sqrt{3})/4 + \varepsilon_3$ ,  $\kappa_4 = -n_1^2/3 - \varepsilon_4$  と置いて数値計算すると,  $\varepsilon_1 \approx 0.0050$ ,  $\varepsilon_2 \approx 0.0012$ ,  $\varepsilon_3 \approx 0.0014$ ,  $\varepsilon_4 \approx 0.0014$  程度の数となる。

$$\text{次に} \quad F_1(\zeta) = \{f(\zeta)\}^2$$

$$F_2(\zeta) = 36m^2 n_1^4 \left(\zeta + \frac{1}{3}\right) \left(\zeta + \frac{n_1^2}{3}\right) (2\zeta+1)^4$$

と置くと,  $F_1(\zeta)$  は常に正であり,  $F_2(\zeta)$  は  $\zeta > -1/3$ ,  $\zeta < -\frac{n_1^2}{3}$  で正であるから  $D_1 \cdot D_2 \cdot D_3 \cdot D_4 = 0$  の実根は, この範囲にある。そこで先づこの4実根  $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$  について考える。 $F_1(\zeta) = O(\zeta^8)$ ,  $F_2(\zeta) = O(\zeta^6)$  であるから,  $|\zeta|$  の大なる所では  $F_1(\zeta) > F_2(\zeta)$  である。又  $F_1(-1/4) < F_2(-1/4)$  であり,  $F_1(0) > F_2(0)$  であるから第1の実根  $\zeta_1$  は,  $0 > \zeta_1 > -\frac{1}{4}$ . 次

に  $F_1\left(-\frac{3-\sqrt{3}}{4}\right) < F_2\left(-\frac{3-\sqrt{3}}{4}\right)$  であり,  $F_1(-1/3) > F_2(-1/3) = 0$  であるから第2の実根  $\zeta_2$  は,  $-\frac{3-\sqrt{3}}{4} > \zeta_2 > -\frac{1}{3}$ .  $F_1(-n_1^2/3) > F_2(-n_1^2/3) = 0$ ,  $F_1(\kappa_4) = 0 < F_2(\kappa_4)$  従って第3の実根  $\zeta_3$  は,  $-n_1^2/3 > \zeta_3 > \kappa_4$ . そして第4の実根  $\zeta_4$  は,  $\kappa_4 > \zeta_4$  である. かくして  $F_1(\zeta) = F_2(\zeta)$ , 即ち  $D_1(\gamma) \cdot D_2(\gamma) \cdot D_3(\gamma) \cdot D_4(\gamma) = 0$  は4つの実根, 4つの虚根を持つ (Fig. 3). こ

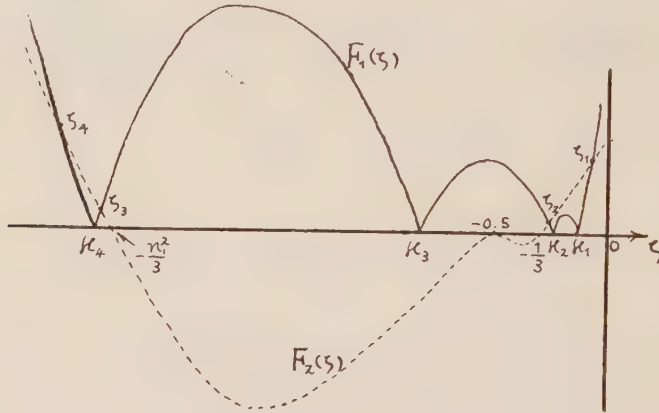


Fig. 3.

の4つの実根を  $\zeta_1 = -0.20 - \varepsilon'_1$ ,  $\zeta_2 = -1/3 + \varepsilon'_2$ ,  $\zeta_3 = -n_1^2/3 - \varepsilon'_3$ ,  $\zeta_4 = -3\frac{1}{3} + \varepsilon'_4$  と置いて数値計算すると  $\varepsilon'_1 \approx 0.0041$ ,  $\varepsilon'_2 \approx 0.0061$ ,  $\varepsilon'_3 \approx 0.0001$ ,  $\varepsilon'_4 \approx 0.0096$  となる。

此処に

$$\begin{cases} \gamma_1 = \sqrt{3\zeta_1 + 1} & \text{は } D_4(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma'_1 = -\sqrt{3\zeta_1 + 1} & \text{は } D_1(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma_3 = \sqrt{3\zeta_3 + 1} & \text{は } D_4(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma'_3 = -\sqrt{3\zeta_3 + 1} & \text{は } D_1(\gamma) = 0 \text{ の根。} \end{cases} \quad \begin{cases} \gamma_2 = \sqrt{3\zeta_2 + 1} & \text{は } D_4(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma'_2 = -\sqrt{3\zeta_2 + 1} & \text{は } D_1(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma_4 = \sqrt{3\zeta_4 + 1} & \text{は } D_1(\gamma) = 0 \text{ の根。} \\ \gamma'_4 = -\sqrt{3\zeta_4 + 1} & \text{は } D_4(\gamma) = 0 \text{ の根。} \end{cases}$$

である事は計算から容易に分る。

次に4つの複素根  $\zeta_a$ ,  $\bar{\zeta}_a$ ,  $\zeta_b$ ,  $\bar{\zeta}_b$  を求めなければならない。 $\zeta_a$  と  $\bar{\zeta}_a$ ,  $\zeta_b$  と  $\bar{\zeta}_b$  は互に共軛な複素数である。今  $(F_1 - F_2)$  を  $\zeta$  の冪に展開すると,

$$\begin{aligned} F_1(\zeta) - F_2(\zeta) = & 9216\zeta^8 + 9216\left(\frac{2n_1^2}{3} + \frac{7}{2}\right)\zeta^7 + 9216\left(\frac{n_1^4}{9} + \frac{7n_1^2}{3} + \frac{73}{16} - \frac{576m^2n_1^4}{9216}\right)\zeta^6 \\ & + \dots + 2n_1^2\left(3 - \frac{m^2n_1^2}{3}\right)(24n_1^2 + 9 - m^2n_1^4)\zeta + \left(3n_1^2 - \frac{m^2n_1^4}{3}\right)^2, \end{aligned} \quad (6.3)$$

従って  $\zeta_a$ ,  $\bar{\zeta}_a$ ,  $\zeta_b$ ,  $\bar{\zeta}_b$  は次の方程式の根となる。

$$\zeta^4 - p\zeta^3 + q\zeta^2 - r\zeta + s = 0 \quad (6.4)$$



此処に

$$\begin{aligned}
 p &= \zeta_a + \bar{\zeta}_a + \zeta_b + \bar{\zeta}_b = -\frac{7}{2} - \frac{2n_1^2}{3} - (\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \zeta_4), \\
 q &= \zeta_a \bar{\zeta}_a + \zeta_a \bar{\zeta}_b + \zeta_a \bar{\zeta}_b + \zeta_a \bar{\zeta}_b + \bar{\zeta}_a \bar{\zeta}_b + \bar{\zeta}_a \bar{\zeta}_b \\
 &= \frac{n_1^4}{9} + \frac{7n_1^2}{3} + \frac{73}{16} - \frac{576m^2n_1^4}{9216} - \zeta_1(\zeta_2 + \zeta_3 + \zeta_4) - \zeta_2(\zeta_3 + \zeta_4) - \zeta_3\zeta_4 \\
 &\quad - p(\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \zeta_4), \\
 r &= \zeta_a \zeta_a \bar{\zeta}_b + \zeta_a \zeta_b \bar{\zeta}_b + \zeta_b \zeta_b \bar{\zeta}_a + \zeta_b \zeta_a \bar{\zeta}_a \\
 &= -\frac{2\left(3n_1^2 - \frac{m^2n_1^4}{3}\right)(24n_1^2 + 9 - m^2n_1^4)}{9216\zeta_1\zeta_2\zeta_3\zeta_4} - s\left(\frac{1}{\zeta_1} + \frac{1}{\zeta_2} + \frac{1}{\zeta_3} + \frac{1}{\zeta_4}\right), \\
 s &= \zeta_a \zeta_a \bar{\zeta}_b \bar{\zeta}_b = \left(3n_1^2 - \frac{m^2n_1^4}{3}\right)^2 / 9216\zeta_1\zeta_2\zeta_3\zeta_4.
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

これらの量は全て求められるので (6.4) を解くと結局4つの虚根は,

$$\begin{aligned}
 \zeta_a &= -1.18 + 0.171i \\
 \bar{\zeta}_a &= -1.18 - 0.171i \\
 \zeta_b &= -0.286 + 0.0755i \\
 \bar{\zeta}_b &= -0.286 - 0.0755i
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

と求められる。

次の問題に、これらの根が  $D_1, D_2, D_3, D_4$  の何れを満足するものかと云う事である。これには  $\zeta_a$  と  $\zeta_b$  のみを調べれば充分である。そこで先づ  $\zeta_a$  について考える。

$$\begin{aligned}
 \zeta_a &= r_1 e^{i\alpha_1} = r_1 e^{i(\pi-\theta)}, & \zeta_a + \frac{1}{4} &= r_2 e^{i\alpha_2} = r_2 e^{i(\pi-\theta_2)}, & \zeta_a + \frac{3-\sqrt{3}}{4} &= r_3 e^{i\alpha_3} = r_3 e^{i(\pi-\theta_3)}, \\
 \zeta_a + 1/3 &= r_4 e^{i\alpha_4} = r_4 e^{i(\pi-\theta_4)}, & \zeta_a + 1/2 &= r_5 e^{i\alpha_5} = r_5 e^{i(\pi-\theta_5)}, & \zeta_a + 1 &= r_6 e^{i\alpha_6} = r_6 e^{i(\pi-\theta_6)}, \\
 \zeta_a + \frac{3+\sqrt{3}}{4} &= r_7 e^{i\alpha_7}, & \zeta_a + n_1^2/3 &= r_8 e^{i\alpha_8},
 \end{aligned}$$

と置いてやると (Fig. 4),

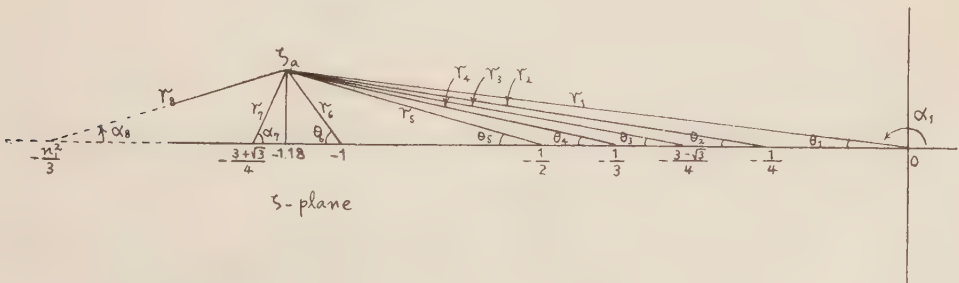


Fig. 4

$$\begin{aligned} 8.5^\circ > \theta_1 > 8^\circ, \quad 10.5^\circ > \theta_2 > 10^\circ, \quad 11.3^\circ > \theta_3 > 11^\circ, \quad 11.5^\circ > \theta_4 > 11.3^\circ, \\ 14.5^\circ > \theta_5 > 14^\circ, \quad 44^\circ > \theta_6 > 43.5^\circ, \quad 89^\circ > \alpha_7 > 88.5^\circ, \quad 3.5^\circ > \alpha_8 > 3^\circ. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{又} \quad & \left\{ \left( \zeta + \frac{1}{2} \right)^2 - \zeta \sqrt{\zeta+1} \sqrt{\zeta+1/3} \right\} \left\{ \left( \zeta + \frac{1}{2} \right)^2 + \zeta \sqrt{\zeta+1} \sqrt{\zeta+1/3} \right\} \\ &= \frac{2}{3} \left( \zeta + \frac{1}{4} \right) \left( \zeta + \frac{3-\sqrt{3}}{4} \right) \left( \zeta + \frac{3+\sqrt{3}}{4} \right), \end{aligned} \quad (6.7)$$

従って

$$\begin{aligned} & \left\{ r_5^2 e^{-2i\theta_5} - r_1 \sqrt{r_4 r_6} e^{-i \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right)} \right\} \left\{ r_5^2 e^{-2i\theta_5} + r_1 \sqrt{r_4 r_6} e^{-i \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right)} \right\} \\ &= \frac{2}{3} r_2 r_3 r_7 e^{i(\alpha_7 - \theta_2 - \theta_3)} \end{aligned} \quad (6.8)$$

であるが、 $29^\circ > 2\theta_5 > 28^\circ$ 、 $36.5^\circ > \theta_1 + (\theta_4 + \theta_6)/2 > 35^\circ$ 、 $67^\circ > \alpha_7 - \theta_2 - \theta_3 > 66.5^\circ$  であるから、左辺の後の  $\{ \} = a - ib$ 、右辺  $= A + iB$  ( $a, b, A, B$  は全て正の実数) と置く事が出来る。従って

$$\text{左辺の前の } \{ \} = \frac{A + iB}{a - ib} = \frac{(Aa - Bb) + i(Ab + Ba)}{a^2 + b^2}$$

から、この虚数部分は正である事が分る。又、

$$Aa - Bb = \frac{2}{3} r_2 r_3 r_7 \left\{ r_5^2 \cos(2\theta_5 + \alpha_7 - \theta_2 - \theta_3) + r_1 \sqrt{r_4 r_6} \cos \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} + \alpha_7 - \theta_2 - \theta_3 \right) \right\}$$

に於て、 $96^\circ > 2\theta_5 + \alpha_7 - \theta_2 - \theta_3 > 94.5^\circ$ 、 $104^\circ > \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} + \alpha_7 - \theta_2 - \theta_3 > 102^\circ$  であるから

$Aa - Bb < 0$  となり、結局左辺の前の  $\{ \} = -a' + ib'$  と置く事が出来る。そこで今、

$$\begin{aligned} 12\sqrt{\zeta_a + n_1^2/3} &= 12\sqrt{r_8} e^{i\alpha_8/2} = a_1 + ib_1, \\ mn_1^2 \sqrt{\zeta_a + 1/3} &= mn_1^2 \sqrt{r_4} e^{i \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_4}{2} \right)} = i(a_2 - ib_2), \end{aligned}$$

と置いてやると、

$$\begin{aligned} D_1(\gamma)/3\sqrt{3} &= (a_1 + ib_1)(-a' + ib') + i(a_2 - ib_2) = (-a_1 a' - b_1 b' + b_2) + i(a_1 b' - a' b_1 + a_2) \\ D_2(\gamma)/3\sqrt{3} &= -(a_1 + ib_1)(-a' + ib) + i(a_2 - ib_2) \\ &= (a_1 a' + b_1 b' + b_2) + i(-a_1 b' + a' b_1 + a_2) \neq 0, \\ D_3(\gamma)/3\sqrt{3} &= (a_1 + ib_1)(a - ib) + i(a_2 - ib_2) = (a_1 a + b_1 b + b_2) + i(-a_1 b + a b_1 + a_2) \neq 0, \\ D_4(\gamma)/3\sqrt{3} &= -(a_1 + ib_1)(a - ib) + i(a_2 - ib_2) = (-a_1 a - b_1 b + b_2) + i(a_1 b - a b_1 + a_2) \end{aligned} \quad (6.9)$$



此処に

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 12\sqrt{r_8} \cos \frac{\alpha_8}{2}, & b_1 &= 12\sqrt{r_8} \sin \frac{\alpha_8}{2} \\
 a_2 &= mn_1^2 \sqrt{r_4} \cos \frac{\theta_4}{2}, & b_2 &= mn_1^2 \sqrt{r_4} \sin \frac{\theta_4}{2} \\
 a &= r_5^2 \cos 2\theta_5 + r_1 \sqrt{r_4 r_6} \cos \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right), \\
 b &= r_5^2 \sin 2\theta_5 + r_1 \sqrt{r_4 r_6} \sin \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right), \\
 -a' &= r_5^2 \cos 2\theta_5 - r_1 \sqrt{r_4 r_6} \cos \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right), \\
 -b' &= r_5^2 \sin 2\theta_5 - r_1 \sqrt{r_4 r_6} \sin \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} \right),
 \end{aligned} \tag{6.10}$$

従って  $\zeta_a$  は少くとも  $D_2(\gamma)=0$ ,  $D_3(\gamma)=0$  の根ではない。若し  $D_4(\gamma)=0$  の根であるとすると、

$$ab_1 - a_1 b = a_2, \quad aa_1 + bb_1 = b_2 \tag{6.11}$$

$$\text{即ち} \quad (a^2 + b^2)(a_1^2 + b_1^2) = a_2^2 + b_2^2 \tag{6.12}$$

が成立しなければならぬが、 $a_1^2 + b_1^2 = 144r_8 > 407.0$ ,

$$a^2 + b^2 = r_5^4 + r_1^2 r_4 r_6 + 2r_5^2 r_1 \sqrt{r_4 r_6} \cos \left( \theta_1 + \frac{\theta_4 + \theta_6}{2} - 2\theta_5 \right) > 1.08$$

$a_2^2 + b_2^2 = m^2 n_1^4 r_4 < 1.25$  であるから (6.10) は満足しない。即ち  $\zeta_a$  は  $D_4(\gamma)=0$  の根でもない。全く同様にして  $D_1(\gamma)=0$  の条件として、

$$(a'^2 + b'^2)(a_1^2 + b_1^2) = a_2^2 + b_2^2, \tag{6.13}$$

を得るが、これは確かに満足する事が分る。 $\zeta_a$  に対しても同じである。かくして

$$\gamma_a = \sqrt{3}\zeta_a + 1 \text{ 及び } \gamma_a = \sqrt{3}\zeta_a + 1 \text{ は } D_1(\gamma)=0 \text{ の根であり,}$$

$$\gamma_a' = -\sqrt{3}\zeta_a + 1 \text{ 及び } \gamma_a' = -\sqrt{3}\zeta_a + 1 \text{ は } D_4(\gamma)=0 \text{ の根である。}$$

全く同じ様にして  $\zeta_b$  を調べる事が出来る。

$$\text{即ち} \quad \zeta_b = r_1 e^{i(\pi - \theta_1)}, \quad \zeta_b + 1/4 = r_2 e^{i(\pi - \theta_2)}, \quad \zeta_b + \frac{3 - \sqrt{3}}{4} = r_3 e^{i\alpha_3}, \quad \zeta_b + 1/3 = r_4 e^{i\alpha_4},$$

$$\zeta_b + 1/2 = r_5 e^{i\alpha_5}, \quad \zeta_b + 1 = r_6 e^{i\alpha_6}, \quad \zeta_b + \frac{3 + \sqrt{3}}{4} = r_7 e^{i\alpha_7}, \quad \zeta_b + n_1^2/3 = r_8 e^{i\alpha_8},$$

と置くと、

$$15^\circ > \theta_1 > 14.5^\circ, \quad 64.5^\circ > \theta_2 > 64^\circ, \quad 68.5^\circ > \alpha_3 > 67.5^\circ, \quad 58.5^\circ > \alpha_4 > 57.5^\circ,$$

$$20^\circ > \alpha_5 > 19^\circ, \quad 6.5^\circ > \alpha_6 > 5.5^\circ, \quad 5^\circ > \alpha_7 > 4.5^\circ, \quad 1.5^\circ > \alpha_8 > 1^\circ$$

となり (Fig. 5), 以下全く同じ様にして,

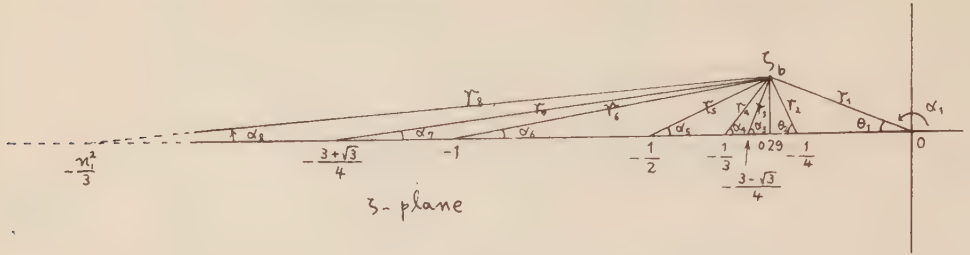


Fig. 5

$\gamma_b = \sqrt{3\zeta_b + 1}$  及び  $\bar{\gamma}_b = \sqrt{3\bar{\zeta}_b + 1}$  は  $D_b(\gamma) = 0$  の根であり,

$\gamma_b' = -\sqrt{3\zeta_b + 1}$  及び  $\bar{\gamma}_b' = -\sqrt{3\bar{\zeta}_b + 1}$  は  $D_b(\gamma) = 0$  の根である。

以上の結果を Table 1 及び Fig. 6 に示す。

	Real Roots	Imaginary Roots	Complex Roots
The First Sheet	$\gamma_1' = -\sqrt{3\zeta_1 + 1},$ $\gamma_2' = -\sqrt{3\zeta_2 + 1},$	$\gamma_3' = -\sqrt{3\zeta_3 + 1},$ $\gamma_4' = \sqrt{3\bar{\zeta}_4 + 1}$	$\gamma_a = \sqrt{3\zeta_a + 1},$ $\bar{\gamma}_a = \sqrt{3\bar{\zeta}_a + 1}$
The Second Sheet			$\gamma_b' = -\sqrt{3\zeta_b + 1},$ $\bar{\gamma}_b' = -\sqrt{3\bar{\zeta}_b + 1}$
The Third Sheet			$\gamma_b = \sqrt{3\zeta_b + 1},$ $\bar{\gamma}_b = \sqrt{3\bar{\zeta}_b + 1}$
The Fourth Sheet	$\gamma_1 = \sqrt{3\zeta_1 + 1},$ $\gamma_2 = \sqrt{3\zeta_2 + 1},$	$\gamma_3 = \sqrt{3\zeta_3 + 1},$ $\gamma_4' = -\sqrt{3\bar{\zeta}_4 + 1}$	$\gamma_a' = -\sqrt{3\zeta_a + 1},$ $\bar{\gamma}_b' = -\sqrt{3\bar{\zeta}_a + 1}$

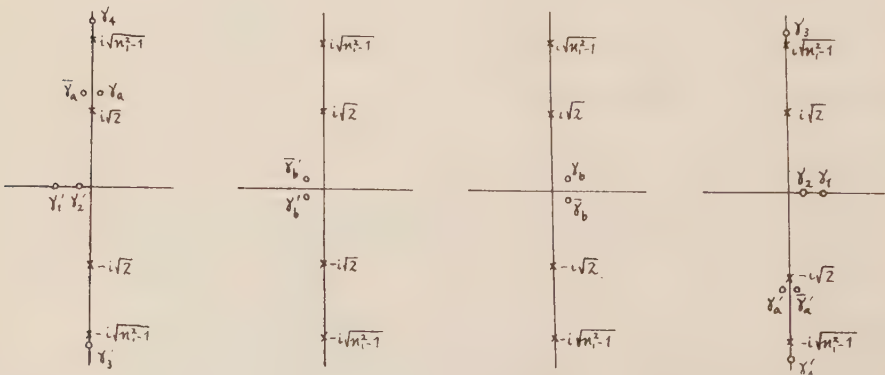
Table 1 Roots of  $D(\gamma) = 0$ 

Fig. 6

§7 函数  $E(\gamma)$  (4.2) で定義される  $E(\gamma)$  に対しても  $\sqrt{\gamma^2 + n_2^2 - 1}$  と  $\sqrt{\gamma^2 - (2/3)}$  について前と同じ様に考え次の様な4枚の Riemann 面をとると,  $\gamma$  の1価函数と考える事が出来る。

	$\sqrt{n_2^2 + \gamma^2 - 1}$	$\sqrt{\gamma^2 - (2/3)}$
The First Sheet	Upper Sheet	Upper Sheet
The Second Sheet	Lower Sheet	Upper Sheet
The Third Sheet	Upper Sheet	Lower Sheet
The Fourth Sheet	Lower Sheet	Lower Sheet

かくして,  $D_1(\gamma), D_2(\gamma), D_3(\gamma), D_4(\gamma)$  に対応して,

$$\begin{aligned}
 E_1(\gamma) &= \sqrt{n_2^2 + \gamma^2 - 1} \{ (1 - 2\gamma^2)^2 - 4\gamma(\gamma^2 - 1) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} \} + mn_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)}, \\
 E_2(\gamma) &= -\sqrt{n_2^2 + \gamma^2 - 1} \{ (1 - 2\gamma^2)^2 - 4\gamma(\gamma^2 - 1) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} \} + mn_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)}, \\
 E_3(\gamma) &= \sqrt{n_2^2 + \gamma^2 - 1} \{ (1 - 2\gamma^2)^2 + 4\gamma(\gamma^2 - 1) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} \} - mn_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)}, \\
 E_4(\gamma) &= -\sqrt{n_2^2 + \gamma^2 - 1} \{ (1 - 2\gamma^2)^2 + 4\gamma(\gamma^2 - 1) \sqrt{\gamma^2 - (2/3)} \} - mn_2^2 \sqrt{\gamma^2 - (2/3)},
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

をとる事が出来る。ここで  $\gamma = \sqrt{\zeta + 1}$  と置くと,

$$\begin{aligned}
 E_1(\gamma) &= \sqrt{\zeta + n_2^2} \{ (2\zeta + 1)^2 - 4\zeta \sqrt{\zeta + (1/3)} \sqrt{\zeta + 1} \} + mn_2^2 \sqrt{\zeta + (1/3)}, \\
 E_2(\gamma) &= -\sqrt{\zeta + n_2^2} \{ (2\zeta + 1)^2 - 4\zeta \sqrt{\zeta + (1/3)} \sqrt{\zeta + 1} \} + mn_2^2 \sqrt{\zeta + (1/3)}, \\
 E_3(\gamma) &= \sqrt{\zeta + n_2^2} \{ (2\zeta + 1)^2 + 4\zeta \sqrt{\zeta + (1/3)} \sqrt{\zeta + 1} \} - mn_2^2 \sqrt{\zeta + (1/3)}, \\
 E_4(\gamma) &= -\sqrt{\zeta + n_2^2} \{ (2\zeta + 1)^2 + 4\zeta \sqrt{\zeta + (1/3)} \sqrt{\zeta + 1} \} - mn_2^2 \sqrt{\zeta + (1/3)},
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

となる。

§8  $E(\gamma) = 0$  の根 (5.2) に於て  $n_1^2 = 3n_2^2$  と置いて (7.2) と較べると  $D_{1,2} = 9\sqrt{3}E_{1,2}$ ,  $D_{3,4} = -9\sqrt{3}E_{3,4}$  である事が分る。従つて  $E(\gamma) = 0$  の根については  $D(\gamma) = 0$  の根と全く同じ様に考えられるのである。即ち前に得られた根  $\zeta_1, \zeta_2, \dots$  等を用いると,  $E(\gamma) = 0$  の根は  $\gamma = \sqrt{\zeta + 1}$ ,  $\gamma' = -\sqrt{\zeta + 1}$  の関係から求められる。或は  $D(\gamma) = 0$  の根  $\gamma_D$  を用いると  $E(\gamma) = 0$  の根  $\gamma_E$  は,  $\gamma_E = \pm \sqrt{\frac{\gamma_D^2 + 2}{3}}$  なる関係から求められるのである。かくして求められた  $E(\gamma) = 0$  の根を Table 2 及び Fig. 7 に示す。



	Real Roots	Imaginary Roots	Complex Roots
The First Sheet	$\gamma_1' = -\sqrt{\xi_1 + 1},$ $\gamma_2' = -\sqrt{\xi_2 + 1}$	$\gamma_3' = -\sqrt{\xi_3 + 1},$ $\gamma_4 = \sqrt{\xi_4 + 1}$	$\gamma_a = \sqrt{\xi_a + 1},$ $\gamma_a = \sqrt{\xi_a + 1}$
The Second Sheet			$\gamma'_b = -\sqrt{\xi_b + 1},$ $\gamma'_b = -\sqrt{\xi_b + 1}$
The Third Sheet	$\gamma_1 = \sqrt{\xi_1 + 1},$ $\gamma_2 = \sqrt{\xi_2 + 1}$	$\gamma_3 = \sqrt{\xi_3 + 1},$ $\gamma_4' = -\sqrt{\xi_4 + 1}$	$\gamma'_a = -\sqrt{\xi_a + 1},$ $\gamma'_a = -\sqrt{\xi_a + 1}$
The Fourth Sheet			$\gamma_b = \sqrt{\xi_b + 1},$ $\gamma_b = \sqrt{\xi_b + 1}$

Table 2    Roots of  $E(\gamma) = 0$ .

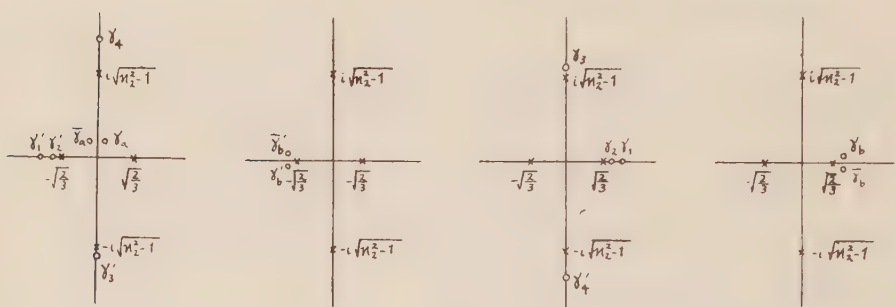


Fig. 7

これで表題の問題を解く為の第1の準備が出来たわけである。

文 献

- 1) T. Sakai, Geophys. Mag., 8 (1934), 1.
- 2) S. Shôno, (I) Geophys. Mag., 12 (1938), 67. (II) ibid., 13 (1939), 1.
- 3) C. L. Pekeris, Geol. Soc. Amer. Mem. no. 27. (1948).
- 4) F. Press, M. Ewing, I. Tolstoy, Bull. Seis. Soc. Amer., 40 (1950), 111—148.
- 5) H. Jeffreys, Beitr. z. Geophys., 30 (1931), 336.
- 6) K. Sezawa, Bull. Earthq. Res. Inst., 13 (1935) 1.
- 7) Y. Sato, Bull. Earthq. Res. Inst., 30 (1952), 101.
- 8) M. Newlands, Phil. Trans. Roy. Soc. Lon., 245 (1951), 213.
- 9) T.J.P.A. Bromwich, Proc. Math. Soc., London. 30 (1898).
- 10) S. Stoneley, M.N.R.A.S. Geophys. Suppl., 1 (1926).

# 深発地震の発震地域による振動 特性に就いて

京都大学理学部地球物理教室 吉 川 宗 治

昭和 28 年 12 月 14 日受理

## On Wave-forms of Deep-seated Earthquakes Characterized by their Positions of Focuses

Soji YOSHIKAWA

Geophysical Institute, Kyoto University.

(Received Dec. 14, 1953)

Earthquake waves recorded on the seismograph have been considered to depend chiefly on the mechanism of earthquake, path of the wave and local ground structure of the observatory. Deepseated earthquakes are comparatively free from anomalous groundstructure of the surface, and so the author tried to characterize the wave-forms in case of deepseated earthquakes and found vibrating character especially damping of the oscillator which is assumed to emit seismic waves depends on its region of origin of the earthquake.

**1 序** 同一地域で起つた地震は、同一観測所では殆ど相似の地震計記録を見せる事は、古くから多くの人によつて注意せられている事である。この事は同一地域で起る地震は、相似の簡単な振動様式の波を発射するためか、或は Path によつて相似の変化を受けるか、恐らくその両方の合致した結果であろうと思われる。ここでは先づ最初に Path の事を後廻しにして、同一地域では相似の振動様式の波が発射されるらしい事を、深発地震の初動の波形から調査した結果を述べた。次に深発地震の初動及びこれに次ぐ波の中で、特に典型的なものに就いて、週期、振動様式に就いて比較検討した。

### 2 初動の波形及び時間的減衰

1930 年より 1950 年に至る 20 年間の阿武山・上賀茂・阿蘇・別府の各観測所に於けるウィーヘルト式地震計(重錘 上下動 1.3 ton 水平動 1 ton 倍率各約 200 倍)に書かれた深発地震の記録を、先づ気象要覧によつてその顕著なるものを選び、各観測所でそれに対応するものを抽出して読取を行った。一つの地震に対応して必ずしもこれに該当する記録を四地点とも読取る事は出来なかつた。これは地震の規模により、阿蘇・別府等の深発地震帯から、比較的その距離が大なる所では地震計に書かれないものがあつたり、又機械の故障やその他の影響により欠測になったり、又例へ観測されても阿蘇の様に時々火山微動と共に記録され、又他の地点で

も風や脈動により記録の上で深発地震と混動されて読取り難いものは割愛した。

初めに記録上に書かれた初動を解析するに当り、その都度地震計の常数を考慮に入れて積分し地動を求めると最もよいのであるが、これは非常に労が多く、又その様にして求めても、それ等を比較検当する適当な批判規準を新に求めねばならぬので、今近似的に、地動が Berlage<sup>(1)</sup>によつて得られた式

$$\zeta = At e^{-\alpha t} \sin \omega t$$

( $\zeta$ ; 地動,  $A$ ; 常数,  $\alpha$ ; 時間的減衰に関する量) に従うものとして、予め  $\alpha$ ,  $\omega$  を変えて地震計常数の種々異なる場合に、 $\zeta$  の記録上に書かれる可き波形を求めて置き、記録を逆にこれと照合せて、 $\alpha$  及び  $\omega$  を求めた。

この場合の地震計の運動方程式は

$$x + 2\varepsilon x + n^2 x = -d^2/dt^2 (At e^{-\alpha t} \sin \omega t)$$

で与えられ、この解は

$$\begin{aligned} x = & y e^{\gamma y} [\cos \{ (1 - \nu^2) q/r + 2\nu p/r \} + \sin \{ (1 - \nu^2) p/r - 2\nu q/r \}] \\ & + 2e^{-\gamma y} [\cos y \{ (1 - \nu^2) (Q/R + 2\nu P/R - p/r + \nu q/r) \} \\ & + \sin y \{ (1 - \nu^2) P/R - 2\nu Q/R + q/r + \nu p/r \}] \\ & + K e^{-\gamma y} \cos(y \sqrt{u^2 - \lambda^2}) + L e^{-\gamma y} \sin(y \sqrt{u^2 - \lambda^2}) \end{aligned}$$

となる。ここで  $K$ ,  $L$  は  $(x)_{t=0} = 0$ ,  $(x')_{t=0} = 0$  の初期条件で定る。又  $y = \omega t$ ,  $\varepsilon/\omega = \lambda$ ,  $n'\omega = u$ ,  $\alpha'\omega = \nu$ ,  $\alpha = \nu^2 + u^2 - 2\lambda\nu - 1$ ,  $\beta = \nu - \lambda$ ,  $p = \alpha$ ,  $q = 2\beta$ ,  $r = p^2 + q^2$

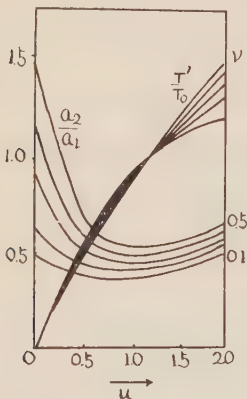


Fig. 1 Amplitude and period when constant of seismograph varies.  $a_1$ ,  $a_2$  denotes the amplitude of first wave and second wave respectively, and  $T_1$  and  $T_0$  denotes the period of the record and of the earth motion respectively.

$$P = (\alpha^2 - 4\beta^2)\beta + 4\alpha\beta$$

$$Q = \alpha^2 + 4\beta^2 + 4\alpha\beta^2$$

$$R = r^2$$

今一例として、制振比  $V = 5:1$  の場合に就いて求めると第1図の如くなる。

実際問題として、 $\omega t$  が 0 から  $2\pi$  までの区間では  $\alpha$ ,  $\omega$  を変えると、記録の上では相当広範囲に変化し、上記の様な解析をするのに大して支障は起らない。この際地震計の常数は水平動の固有週期 12~8 秒、上下動は 5~4 秒で、減衰比は 1/5 から 1/3 まで変化する。解析によつて求めた地動の初動の周期は 4 秒前後のものか最も多く、 $u = u/\omega = T/T_0 = 1.0 \sim 0.1$  となるから、上の方法で  $\alpha$ ,  $\omega$  を求めるのに地震計の常数の上記の範囲内に於ける、必要とする図形の部分の変化は少く、比較的容易に  $\alpha$ , 及び  $\omega$  を求める事が出来る。



### 3 $\alpha$ の 分 布

上述の様に求めて  $\alpha$  が如何なる分布をなすかを見るために、震源の位置を表すのに富士火山脈に沿い本州を横断する、深発地震帯に沿って曲線を描き、原点をこの上に定めて、それから曲線に沿って測った距離で震源の位置を定める。今この長さを横座標にとり  $\alpha$  を縦座

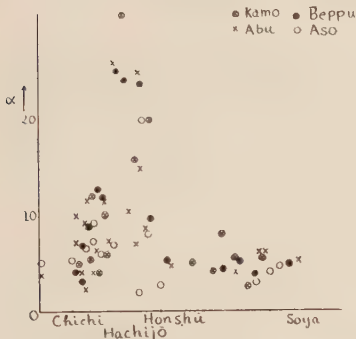


Fig 2. Distribution of  $\alpha$

標にとつてぐらふを画くと第 2 図の如くなる。  
週期  $T$  の分布はここでは図示していないが、非常に疎で震源の位置との相関関係は認め難い。しかし図に見る様に  $\alpha$  は比較的規則正しい分布をなす事が解る。これは震源の位置が定まれば、当該観測所の如何を問わず、略一定の  $\alpha$  が対応する事を示すもので、初動の時間的減衰に関する限り、各観測所に於いては、震源の位置により略定まる事を示すものに外ならない。

尙図上から、観測地点によって、多少の特性を有する

かに見えるものもあるが、その平均値からのずれは比較的少く、その規則性もあまり明瞭ではないので、その問題は更に精密な調査を要し、ここでは割愛して後日に譲る。

### 4 深発地震の振動様式の 2, 3 の例

以上述べた様に、初動の時間的減衰は発震地域により、比較的顕著な特性を有する事が明かになったが、経験的事実によれば、その外にも震源と観測点が定まれば、その記録上の波形が略定つた形のものとなる事が知られている。今この問題を深発地震の場合に少し綿密に調査するために、特に上記の 4 観測地点とも、記録に書かれた典型的な深発地震に就いて検当てて見よう。

これに用いた地震は 1932 年 4 月 5 日八丈島南方沖（東経  $139.5^\circ$  北緯  $30.6^\circ$ ）1932 年 12 月 5 日熊野灘（東経  $137.0^\circ$  北緯  $33.7^\circ$ ）1933 年 12 月 5 日宗谷海峡沖（東経  $144.0^\circ$  北緯  $45.2^\circ$ ）の 3 つの地震で、その内八丈島沖の地震記録は第 3 図に示す通りである。

図上から明かな様に、観測所の如何を問わず記録は非常によく類似している。これを周期に就いて検討するため、 $P$  波から  $pP$  波にいたるまでの、次々に零線を切る間を週期として、表博士<sup>(2)</sup>に従い、重価平均を各記録について、とって見ると次の如くなる。

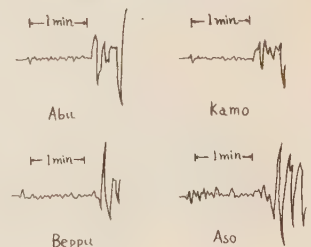


Fig. 3 Earthquake of Hachijo island, April 5th 1932.

## 重 値 平 均 周 期

	阿 武 山	上 賀 茂	別 府	阿 蘇
八丈島南方沖地震	NS 4.90	NS 5.04	NS 4.95	NS 5.16
熊 野 灘 地 震	NS 3.42	NS 3.02	NS 3.31	NS 3.70
宗谷海峡沖地震	NS 3.84	NS 3.91	NS 4.03	NS 4.12

又百分率頻度を阿武山の各記録に就いて求めると第

4 図の如くなる。

これ等から判断される様に、八丈島南方沖の地震は非常に週期性が明瞭で、卓越周期を周期とする振動的な性質を持つ事が解る。又熊野灘の地震は他に比較すると、周期の非常に短い振動が長いものに重畳して、一見複雑な振動をする。一般に日本海の地震に就いての特性であるが宗谷海峡沖の地震は、初動の波の部分の減衰が非常に速く、恰も、均質・等方な媒質内に於ける衝撃波の如き形を取る。

この外に父島附近のものは八丈島南方沖と日本海の地震の混合型をとり、beat 型となる。

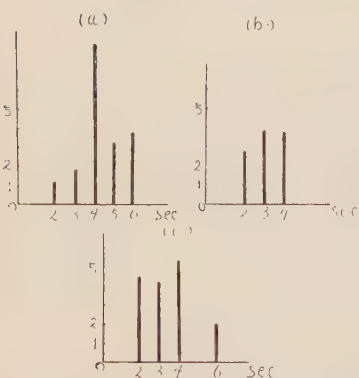


Fig. 4 Period distribution at Abuyama observatory on occasion of (a) Hachijo earthquake, (b) Kumanogawa earthquake, (c) Soya earthquake.

## 5. 結 語

以上の結果から、震源に於て働く力はその位置によって、略各に定まったものである事が想像される。しかしながら記録から直ちに震源に於ける破壊機構を求めるには、path の影響もあり、又観測点の局所的特性もあるから、この問題は更に精密な究明を要する事柄である。しかし上記の諸条件を無視しても震源の位置如何によって前述の様な振動特性を有する事は、著しい事実で、震源に於ける破壊の機構を示唆するものとして見逃す事は出来ない。

終りに終始御指導を受けた佐々先生に厚く御礼申上げる。

## 文 献

- 1) Berlage, H. P. Untersuchung des De Quevain Picard'schen Seismographen und einer allgemeiner Seismometrische Probleme, Ann. d. Schweiz. Meteo. Zentralcnst, 1923, Anhang, 36. S.
- 2) 表俊一郎 地震動の尾部に就いて. 458 頁地震研究所彙報 21 号.

# 「クロノメーター」—「機械的同調濾波器」— 「ホニクモーター」方式に依る一様回転装置

東京大学地球物理学教室 友 田 好 文

(昭和 28 年 12 月 23 日受理)

Precise revolution by means of “chronometer”—“mechanical  
tuned filter”—“phonic motor”

Yoshibumi TOMODA

Geophysical Institute, Tokyo University

(Received Dec. 23, 1953)

Square wave of 1 c/s. generated from the electrical contact of a chronometer contains various higher harmonics. One of these heigher harmonics is picked up by a “mechanical tuned filter”. Revolutions of a phonic motor which is driven by this filterd harmonic is as precise as the chronometer.

An instrument on this principle has been constructed. It has been proved that this is one of the most dependable methods for obtaining precise revolutions of the accuracy  $10^{-5} \sim 10^{-6}$ .

§ 精確な、又一様な回転をうる装置についての方法は種々考案されているが、最終段に同期電動機を使用する関係上、問題は如何にして精確な週期をもつ交流をつくるかということである。

此の方法として、古くから用いられているものは、音叉の振動を利用するものであり、又最近では専ら水昌発振器が用いられている。前者は、温度制御その他に充分な注意を払えば、 $\Delta T/T \approx 10^{-6}$  程度の精度が得られ、後者は充分な注意の下に  $\Delta T/T \approx 10^{-9}$  程度の精度が得られると云われている。此等は、自分自身精確な振動数をもつものであるが、此の方法に対し、基準となる標準の信号と絶えず比較し、そのずれを検出し、自ら補正する所謂自動制御方法に依り、標準信号と同一歩程度の回転をうる方法も最近盛に用いられている。例えば印刷機械の register control<sup>1)2)</sup> magnetic tape の送りの制御、<sup>3)</sup> 或いはテレビにおける AFC<sup>4)</sup> 等であり、之等は周波数に高低の差があるのみで、殆ど同様な原理に依り、標準信号と同一精度の振動、或は回転をするものである。

之から述べる方法は、これ等二つの何れとも異なった方法である。要求される精度をもつ標準信号を選ぶ点は、自動制御に依る方法と同様であるが、一般にその信号で直接、電動機を廻すことは困難である。今の場合としては Chronometer の電接、或いは分秒時報から得られる



標準信号を使用することとし、之を適当な方法に依り、「周波数増培」(週期分割)し、標準信号と同一の精度をもち、しかも同期電動機を廻すに充分な周波数の交流を得ようとするものである。

§ 原理 Chronometer の電接から得られる知形波のように高次の高調波を含む波から、その高調波の一つを選び出すということは、高い周波数においては屢用いられている方法であって、例えば Klystron を発振させ、空洞共振器に依り発振管の能力以上の高い周波数の波をとりだすことであり<sup>5)</sup> 或いは又、所謂 C 級増巾における周波数増培である。<sup>6)</sup> 之等は要するに、基準信号中に含まれて高調波の一つを有能な Filter に依り選び出すという極めて簡単な原理に基づくものであって、更に低い周波数の場合にもそのまま通用するものである。問題は如何にして有能な Filter をつくるかということである。

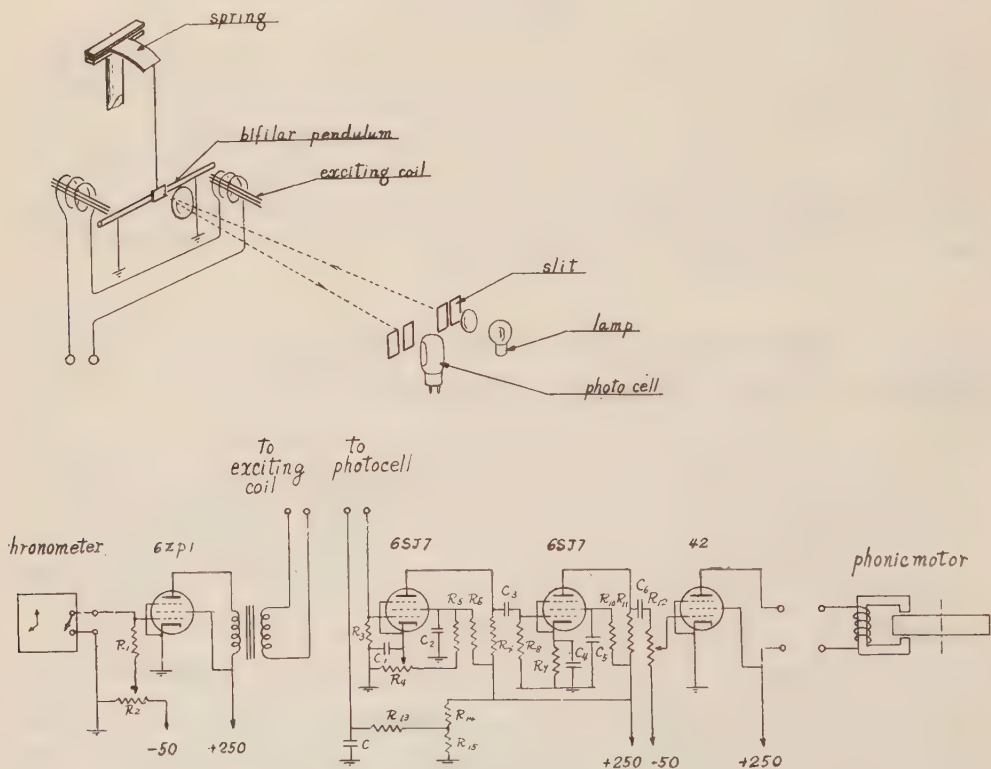


Fig. 1 Schematic view of mechanical tuned filter.

§ 装置の説明 前報告<sup>7)</sup>においては Filter として electronical phase shift type のものを用い、可なり満足すべき結果を得たのであるが、その保持が可なり面倒であるという欠点があった。即ち電源電圧の微小な変動に依り、Filter の分解能が変化し—— $Q$  が変化し——しかもこの  $Q$  の変動を動作中に監視することが、殆ど原理的に不可能であるという欠点をもつてい

たのである。この不安をとりのぞくために Filter として Mechanical なものをつくり、 $Q$  が不安であるという不安を取除いた。

使用する Mechanical Filter は減衰の小さな振子（振動子）であれば何でもよいわけであって、振動子の減衰時間を  $\Delta t$  (sec) とすれば、之と、分解能  $Q$  との間の関係は、所謂「今堀の不確定性原理」<sup>(8)</sup> から

$$\Delta f \cdot \Delta t \approx 1$$

$$Q = f / \Delta f \approx f \cdot \Delta t \quad (f \text{ は周波数})$$

に依り与えられる。

Mechanical Filter として製作したものは、短週期二本吊振子<sup>(9)(10)(11)</sup> であって、Fig. 1, Fig. 4 に示すような構造である。外からの大きな動揺に依り振子の振動が不安定になるのを避けるために、複元力は重力に依らずバネで与えるようにした。バネによる張力を変えることに依り振子の週期を任意に変えることができるのであって、選り出す高調波の一つと略同様な週期をもつように調整するのである。なほ特に減衰を与える要素はもっていない。測定の結果に依れば、この振子に impulse を与えた時の自己振動の半減時間は約 15 sec. であり、electronic phase shift type の Filter が安定な範囲で得られた分解能の約 3 倍の分解能をもつ。

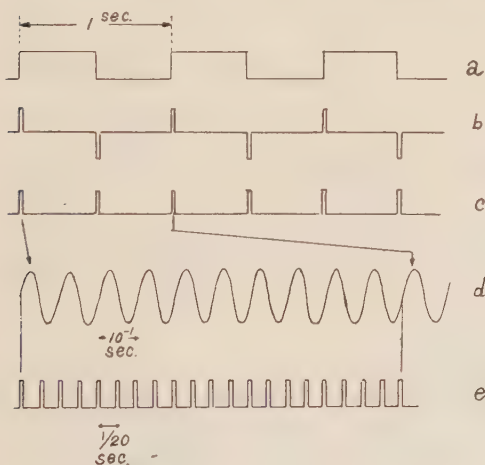


Fig. 2 a) Square wave generated from the electrical contact of a chronometer.  
b) Exciting coil current.  
c) Exciting force.  
d) 10 c/s. sine. wave given by the mechanical tuned filter.  
e) Out put current of the amplifier, fed to the field coil of the phonic motor.

分析すべき電流を、この Filter の Exciting coil に流したときに得られる振子の振動が、Fourier 分析の結果を与えるものであり、今の場合分析されるものは、Chronometer の電接から得られるものである。

Chronometer の電接から得られる矩形波 (Fig. 2 a) をそのまま分析すると、選り出した sine 波に、矩形波が少し重量し、都合が悪いので、之を一度微分し Fig. 2 b のような波に変換した。このような波形の波を Filter の Exciting coil に流せば、これによる Coil の磁場と、軟鉄で作られた振子に誘導される磁場との相互作用に依り、振子を励磁する力は Fig. 1 c のようになる。分析される波は、この波である。このような波形から得られる

高調波は 2, 4, 6, ..., 10, 12, ... c/s. の周波数をも波である。分析される pulse 形の波の pulse の巾は、能率に関係するものであって、選り出す波の半波長よりもやや短い巾の場合に最大の能

率が得られるはずである。分析の結果得られた 10 c/s sine. 波を Fig. 3 に示す。

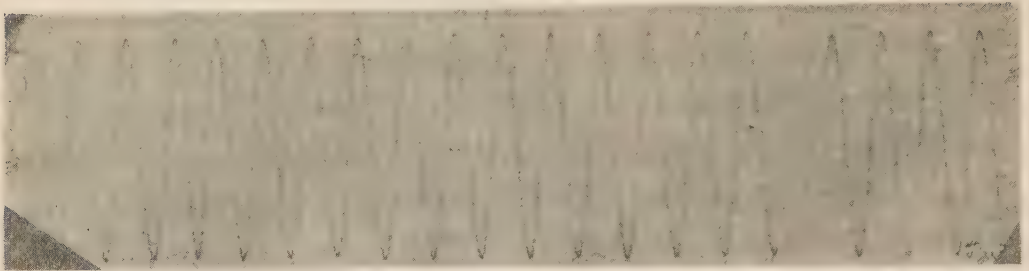
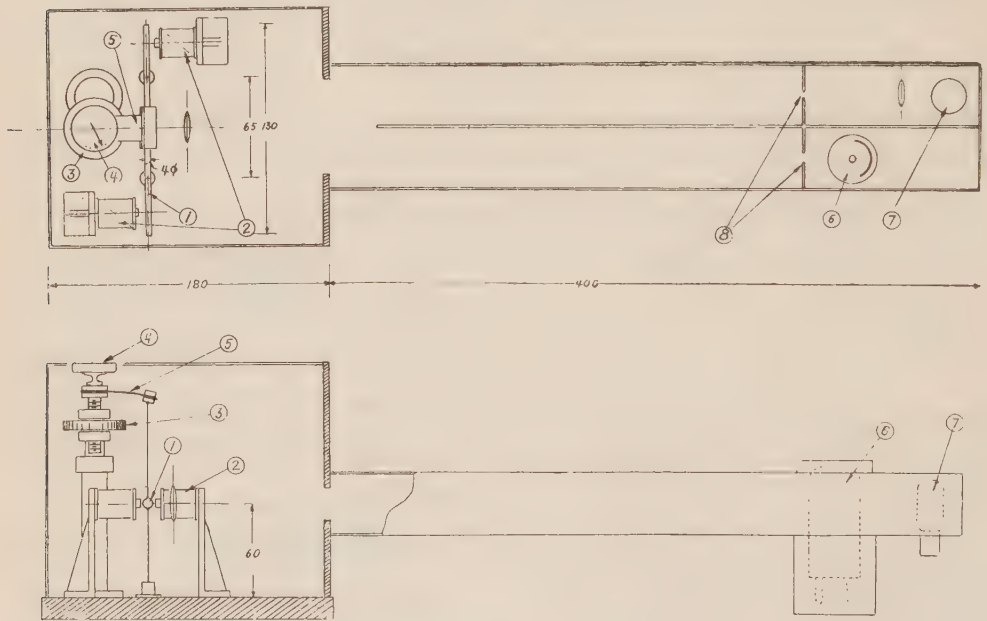
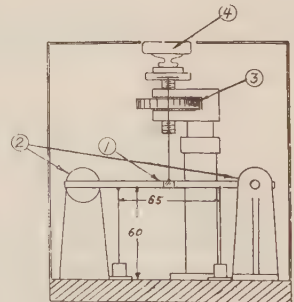


Fig. 3 Record of 10 c/s sine-wave given by the mechanical tuned filter.



- 1 bifilar pendulum
- 2 exciting coil
- 3 frequency adjusting screw
- 4 dial gauge
- 5 spring
- 6 photo cell
- 7 lamp
- 8 slit

Fig 4. Details of mechanical tuned filter.



### § 精度の試験

振子の振動は、例えばその先端で水銀接点を開閉して断続電流をつくり、之により Phonic motor を廻して、一様な回転を得ればよいわけである。しかし水銀接点は動作が複雑で、長時間の連続使用に耐える安定なものを作ることが非常に困難であるため光電接点を使用した。振子に取付けられた鏡によって反射される光源の像は、光電管の前におかれた「Slit



を往きと復りに通過するので、光電管を通じて得られる電流は、振子の週期の半分即ち 20 c/s の pulse 形の波である。これを増巾して Phonic moter<sup>10)</sup> を廻すことができる。

回転の精度の測定は、所謂「模写電送方式」に依り行った。即ち上述のようにして廻っている Phonic motor に依り Drum を回転し、分析される短形波をだすのに使ったその同じ Chronometer それ自身の time mark を 1 分おきに Drum の上に画かせ、1 日の中に Drum の回転と Chronometer との相互のズレが 0.1 sec. 以内であることを確めたものである。Phonic motor の hunting に依る誤差以外、相互のズレは全くないといつてよいであろう。

### § 長時間の試験

此の種の機械は、測定器の一部として使用される場合が多いため、保持が容易で、長時間の使用に耐えるものでなければならない。連続試験としては 100 時間、放置の状況で行い、以後 1 日 8 時間づつ連続 20 日運転を行っている。始めに予想された、振子の週期の変化に関する心配はないことがわかった。又、原理から考えて当然の事である動作中に振子の自己振動週期を変えても、振巾が変化するだけで、分析された波の週期は全く変らない。之等の事から、Chronometer の同程度の精度の回転で ( $\Delta T/T \approx 10^{-5} \sim 10^{-6}$ ) 十分な場合は、上述の方法が最も簡単な方法であると考えられる。

### § 結 び

光電管を通じてえられた 20 c/s の pulse 形波を oscillograph に依り観測すると、pulse の立入りの揺動は殆ど分らない位であり、之の波の周波数を更に 3 倍にし、(60 〴〵にし) 普通の同期電動機を廻すことが充分可能であると思われるので、目下その実験を進めつつあるが、之については後の機会に報告したい。終りに臨み、終始御激励下さった坪井教授、浅田敏氏に深く感謝したい。本研究は昭和 28 年度文部省科学研究費に依り行われた。

### 参 考 文 献

- |   |  |
|---|--|
| 1) George M. Chute "Electronics in Industry" McGraw-Hill book company. (1946)                 | 溝上 銑訳 "無線工学" p 555 日本放送出版協会                                  |
| 阪本捷房・小野義男訳 "工業と電子装置" p 335 コロナ社   | 6) 同上 p 482  |
| 1) 新井 正 "印刷機のレジスター・コントロール" エレクトロニシャン 2, 3, p 158 (1953)                                       | 7) 友田好文 "クロノメーター 高調波ロハ器—ホニックモーター方式に依る一樣回転装置" 地震学会講演 (1953 春) |
| 3) F.E. Brooks, Jr., and H. W. Smith "Computer for correlation function" R.S.I. 23, 3, (1952) | 8) 八木秀次編 "音響科学の進歩" 今堀克己理論音響学入門                               |
| 4) エレクトロニシャン 2, 9, p 507 (1953)   | 9) 坪井忠二 "振動論" p 105 河出書房 (1940)                              |
| 5) F. E. Terman "Radio Engineering" McGraw-Hill book company (1947)                           | 10) 萩原尊礼 "振動測定" p 321 宝文館 (1946)                             |
|   | 11) 田治米鏡二 "一樣回転をうる装置の改良について" 地震 (2) 4, 1, 22 (1951)          |

# Magnitude の度数分布

—— 石本一飯田の式の成立範囲について ——

東京大学地球物理学教室 浅 田 敏

(昭和 28 年 11 月 24 日受理)

## The Frequency Distribution of the Magnitude of Minor Earthquakes

Toshi ASADA

Geophysical Institute, Tokyo University

(Received Nov. 24, 1953)

The frequency of  $M_K$  (magnitude defined by Kawasumi) can be expressed by the following formula,

$$N(M_K) dM_K = \text{const. } 10^{-bM_K} dM_K,$$

where,  $N(M_K)$  is the number of shocks whose  $M_K$  is between  $M_K$  and  $M_K + dM_K$ . However, a problem on the limit of applicability of this formula still remains to be solved. In the present paper, the seismicity of minor earthquakes in the Kanto District, Japan, is statistically investigated. The above-mentioned formula is also found to hold good, if the statistics are made on the whole earthquakes occurring there and whose  $M_K$  is from 4 to 1. However, if the Kanto District is divided into five domains, it is statistically proved that the formula does not hold good for the shocks occurring within each domain. This leads to the conclusion that the applicability of the formula is dependent upon the range of magnitude of shocks and the area where they occur.

The present author proposed a hypothesis on the limit of the applicability of the formula.

§ 1. 地震の規模として地震波のかたちで放出される energy の量を考えることが出来るが、今日諸学者によつて定められて居る magnitude なる量の定義には主として計測上の便宜が考慮されて居る。その上で energy との関係が論議され、関係式が与えられて居る。単に波動観測の見地から考えると、 $E$  より  $M$  の方がより直接に決定される量であつて、 $E$  は若干の荒い仮定に基いて計算される。

以上のような理由のために今日では未だ早急に magnitude なる量をすてるわけには行かない。この論文では“ $M$ ”なる量を採用し、比較的小さい有感地震の群発の様式について研究をすすめてみたいと思う。

現行の magnitude は Gutenberg 及び Richter<sup>(1)(2)</sup> による Instrumental Magnitude  $M_I$  と Kawasumi<sup>(3)</sup> によつて定義されて居る  $M_K$  がある。この外に Wood-Anderson 型地震計

のない日本に於ても  $M_I$  を定められる様 Tsuboi<sup>(4)</sup> の研究もある。

Magnitude の研究が進むにつれて分つて来たことの内最も著しい事実は「ある地域に発生する地震の度数と夫々の  $M_I$  又は  $M_K$  の間には簡単な関係が成りたつて居る」と云う事である。<sup>(5)(6)(7)</sup> このことはきわめて注目すべき事実と云わなくてはならない。

Gutenberg 及び Richter<sup>(8)</sup> は  $M_I$  の度数分布として、

$$\log N = a + b(8 - M_I) \quad (1)$$

を与え、 $M_I > 6$  なる浅い地震については  $b = 0.90 \pm 0.02$ , South Calif. に発生する  $6 > M_I > 4$  の範囲の地震については  $b = 0.88 \pm 0.03$  なる値を得て居る。

又、Kawasumi によれば

$$\log N = \text{const} - b' M_K \quad (2)$$

と表わされ<sup>(9)</sup>、日本に於て 1904~1943 の間に発生した  $8 > M_K > 4$  の地震については  $b' = 0.5$  と定め、又  $6 > M_K > 1$  の程度の地震については東京近傍に発生した地震を材料にし震度の度数分布より若干の仮定に基き  $b' = 0.5$  となる事を推論して居る。又 Tsuboi によれば、日本に発生した  $8 > M_I > 6$  の地震について

$$\log N = -1.33 + 1.08(8 - M_I) \quad (3)$$

なる関係が求められた。さらにある観測点に於ける最大振巾の度数分布を示す所謂石本—飯田の式<sup>(11)</sup>に注目すれば、これは有感余震の場合<sup>(12)</sup>にも又微小地震の場合<sup>(13)(14)(15)</sup>にもよくなりたつ事が分つて居る。この式と (1) 及び (2) 式の関係はすでに他の論文でとりあつかわれて居る。<sup>(16)</sup>

地震は  $E = 10^{10} \sim 10^{11}$  ergs 位の<sup>(17)(18)</sup>ものより、 $10^{26} \sim 10^{28}$  ergs に及ぶものがありその範囲は  $10^{16} \sim 10^{18}$  に及んで居るので“ $M$ ”又は最大振巾の度数分布はその範囲につき細分して調べられて居る。又発生地域についても細分されて居る場合が多いのであるが上述の例についてはすべてほぼ同じ“分布密度”を持つて居るのである。

§ 2. この論文では、magnitude の度数分布に関するより立入つた研究が目的である。地域としては関東地方に着目し、 $M_K$  を用いることにした。同地方には東京大学の観測網があり 1924~1940 の有感地震についてその震源が定められて居るからである。<sup>(19)</sup> 又観測網の密度も  $1 > M_K$  の範囲に属する地震についてもその震源を定めることが出来る程度に達して居るからである。

この期間に震源の定められた地震は 700 ケ弱あり、その総てについて夫々の  $M_K$  を定めた。この結果より  $M_K$  に従つて地震の度数を求めると第 I 表の如くなる。

この数値は (2) 式がよくあてはまる。最少自乗法により  $b'$  を定めると、



Table I

$M_K$	$M_K > 4$	$4 > M_K > 3$	$3 > M_K > 2$	$2 > M_K > 1$	$1 > M_K$
$N(M_K)$	3	17	51	159	454

$$\log N(M_K) = \text{const.} - 0.58 M_K \quad (4)$$

となる脚註<sup>1)</sup>この場合  $M_K$  に関する級間は 1.0 である。(4) は  $4 > M_K > 1$  の地震について  $M_K$  の頻度分布を I の分布より推算したのではなく直接にもとめたわけである。

次に東京に於る震度の度数分布をとり上げそれにあてはまる式を求めてみよう。これは同様に (4) の如くなる事はすでに知られて居る。一応 P~S 30 秒までのものに限ると 1911~1943 の地震について第 II 表が得られる。

この関係は、

$$\log N(I) = \text{const.} - 0.56 I \quad (5)$$

Table II

Intensity	IV	III	II	I
$N(I)$	26	95	325	1354

の如くなり統計的誤差の範囲で (4) と一致して居る。試みに第 I 表及第 II 表をグラフにあらわすと Fig. 1 のごとくなる。

$M_K$  は震源距離 100 km の地点に於る震度

であり、最大振巾と卓越周期又は最大加速度との関係等を定めると (5) 式は石本一飯田の式に変換出来るから上の問題には、石本一飯田の式に関する Matuzawa<sup>(21)</sup> 又は Suzuki<sup>(22)</sup> の議論がそのままあてはまるものである。即ち (4) が既になりたつて居る事は考慮しなくても、若干の仮定をおくと (5) 式より

$$\log N(M_K) = \text{const.} - 0.56 M_K$$

がなりたつ事が分る。

又は (4) 及び (5) がすでに共になりたつて居るのであるから関東地方のどの unit area をとつても  $M_K$  についておなじ分布函数がなりたつて居るのであれば全く問題はない。

§ 3. 前述の如き事情の下に既にのべた様な形式の度数分布が関東地方のどの地区に於ても成立して居るか否かと云う問題が提起されてくる。この事柄を調べるために同地方を第 2 図に

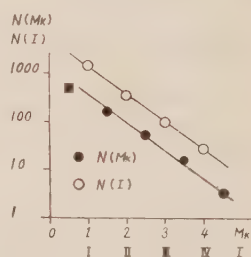


Fig. 1  $M_K$ : Magnitude defined by Kawasumi  
I: Intensity

1) この式を求めるにあつて、 $1 > M_K$  なる地震は観測網密度の関係から miss されて居るのもあると考えられるので除いてある。震研観測報告は東京での有感地震を記載して居る。それで得られた震源の分布状態はある偏奇を与えられて居ると思ふべきでなくはならぬ。若し  $1 > M_K > 0$  の地震 454 ケを勘定に入れると、

$$\log N(M_K) = \text{const.} - 0.54 M_K \text{ が得られる。}$$

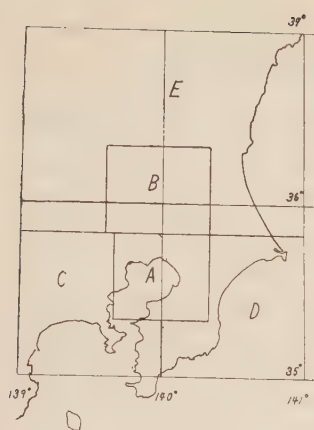


Fig. 2. The Kanto District  
divided into five areas

示すように5地区に分割してみる。<sup>脚註2)</sup> 夫々の地区に発生する地震をその  $M_K$  に従って分類すると第 III 表のごとくなる。此の表に基いて各地区に発生する地震がその magnitude に従って同じ割合で発生して居るか否か統計的検査を行うことにする。

第 III 表の数値を地区又は  $M_K$  の級間を適当に合せ第 IV 表より第 IX 表を得る。<sup>脚註3)</sup> 以上の 6 ケの場合につき夫々  $\chi^2$  及び  $P\{\chi^2 > \chi_0^2\}$  を求めると次の如くなる。<sup>脚註4)</sup>

Table III

Area \ $M_K$	$M_K > 4$	$4 > M_K > 3$	$3 > M_K > 2$	$2 > M_K > 1$	$1 > M_K$	Total
A	0	2	5	26	157	190
B	0	1	12	52	130	195
C	1	1	10	10	38	60
D	0	3	6	29	45	83
E	2	10	18	42	84	156
Total	3	17	51	159	454	684

Table IV

Area \ $M_K$	$M_K > 2$	$2 > M_K > 1$	$1 > M_K$	Total
A	7	26	157	190
B	13	52	130	195
C	12	10	38	60
D	9	29	45	83
E	30	42	83	156
Total	71	159	454	684

Table V

Area \ $M_K$	$M_K > 2$	$2 > M_K > 1$	Total
A	7	26	33
B	13	52	65
C	12	10	22
D	9	29	38
E	30	42	72
Total	71	159	230

2) この分け方は所謂鬼怒川地震帯に属するものが B に、東京湾に発生する地震が A に含まれるようにしてある。

3) 数の少なすぎる級間を生じない様に適当に級間を合わせてある。

4) VI, VII, VIII, IX については Yates の修正<sup>(24)</sup>を用いてある。又脚註 (1) に述べた理由で V 及 IX 表では  $1 > M_K > 0$  の級をばいいてある。

Table VI

Area \ $M_K$	$M_K > 3$	$3 > M_K > 0$	Total
A + B	3	382	385
C + D	5	138	143
Total	8	520	528

Table VII

Area \ $M_K$	$M_K > 3$	$1 > M_K > 0$	Total
A + B	3	278	290
C + D	5	83	88
Total	8	370	378

Table VIII

Area \ $M_K$	$M_K > 3$	$3 > M_K > 0$	Total
A + B	3	382	385
C + D + E	17	286	299
Total	20	664	684

Table IX

Area \ $M_K$	$M_K > 3$	$3 > M_K > 1$	Total
A + B	3	95	98
C + D + E	17	116	133
Total	20	211	231

IV  $\chi_0^2=61$   $n=8$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} < 0.0001$

V  $\chi_0^2=15$   $n=4$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} < 0.01$

VI  $\chi_0^2=3.5$   $n=1$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} \doteq 0.06$

VII  $\chi_0^2=4.6$   $n=1$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} \doteq 0.03$

VIII  $\chi_0^2=6.3$   $n=1$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} \doteq 0.01$

IX  $\chi_0^2=5.6$   $n=1$   $P\{\chi^2 > \chi_0^2\} \doteq 0.02$

すなわち VI を除いて統計的に有意な差があることが分る。

この検定の結果から「A, B, C, D, E 等の地区に着目して夫々に発生する地震について  $4 > M_K > 1$  の範囲について  $M_K$  の度数分布を求めると、少くとも 1924~1940 の期間については夫々異つた分布を得るであろう」ということが分る。

§4. 関東地方全体について (4) がなりたつて居るのであるから §3 の結果を参照すれば A, B, C 等各地区に発生する  $4 > M_K > 1$  の地震に関する  $M_K$  度数分布は (2) の形式は持ち得ないことが分る。もし (2) の如き形であれば各地区に於る  $b'$  の値はすべて同じ値でなくてはならない。脚註5)

すでに §2 で述べた様に  $M_K$  及 I につき同じ分布があてはまる。又は言をかえれば A 及び A<sub>0</sub> につき共に同じ石本—飯田の式があてはまると云うことが分つて居る。この様な場合に [A+B+C+D+E] なる地域中の任意の単位地域に着目した場合、同じ度数分布が行われて居るのならば話は簡単である。しかしすでに調べた様に関東地方ではこの様な簡単な関係は行われて居なかつた。

5) 一応 (2) をあてはめ各地の seismicity につき  $b'$  の値をもとめると、A:  $b'=0.60$ , B:  $b'=0.69$ , C:  $b'=0.38$  D:  $b'=0.44$ , となる。この場合すべて  $4 > M_K > 0$  の地震につき 4 階級に分けて計算した。



A, B 等夫々の地区について「 $M_K$  の範囲を 4 乃至は 1 又は 0 にとれば」(2) 式をあてはめる事は出来ないが各地方の  $M_K$  度数分布式を夫々適当に取れば全体の地域について (4) 式を精密に成立させる事は出来る。ところで我々の場合には (4) のみならず東京での I につき (5) が成り立つ。(4) の他に同時に (5) も成立させる様な場合は更に限定されるであろうことは容易に考えられる。

§5. さきに §3 で述べた事柄は次の様に考えることも可能である。すなわち地震は地域的に密集して発生することが多い、関東地方に於ても鬼怒川附近及東京湾地区に多く発生する。一方に三陸沖には顕著地震が群発して居る。この様な事実を考えると比較的小さな地震については小規模の地震帯を、大きなものには大規模の地震帯を考えるのが自然の様に見える。§3 に於て行つた統計的検定の結果はこの事と調和するものであつて少くとも  $2 > M_K$  に属する地震と、 $M_K > 3$  の地震とは平面的分布状態の異なることを意味して居る。

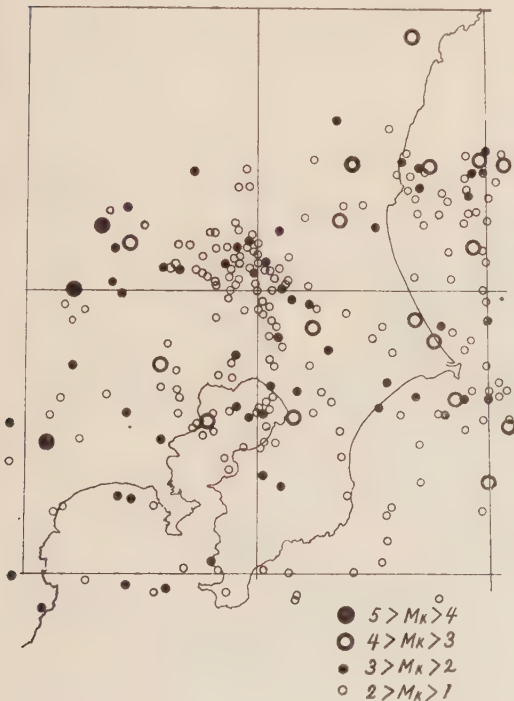


Fig. 3 The epicenters of earthquakes occurring in the Kanto District during the period of 1914 and 1940

この事実を頭において、前述のお互に調和し難い事柄を説明しやすくするために一つの model を考えて見よう。

今まで問題にして来た  $4 > M_K > 1$  なる範囲につき各地域ごとに  $M_K > 3$  及び  $3 > M_K$  の如くに分けるのである。この境界をどこに取るのが適當かと云う事は将来の問題である。今夫々の範囲内で  $M_K$  につき同じ分布状態がなりたつて居るものとする。

$$\text{すなわち } f(M_K) dM_K = 10^{-b' M_K} dM_K$$

$$b' = 0.57$$

の如く考える。このように考えれば関東地方全体につき (4) 及び (5) をともに成立させるためには、この  $M_K$  に関するさかいで地震の数に関する const. のみ一致させればよろしい。脚註<sup>6)</sup>従つてこの様な model は他の model より実現の可能性が多いものであることが了解される。かかる model

が実際に行われて居るか否かと云う問題は将来の課題としたい。

6) (4) 式については話は簡単である。(5) 式については Suzuki 又は Matuzawa の議論を参照すれば (4) 式と同様に考えてよいことが分る。

§ 6. 地震発生に関する統計的研究はむかしから比較的多く行われ、中でも時系列をとりあつかつたものは多い。然し今日では地震群の発生の仕方及至はその物理的意味については分つて居ないことの方が多い。震央の平面的分布についても Tomoda の記載したような注意すべき事実もある。<sup>(23)</sup> 又 (4) が成立することの物理的意味について未だ十分満足すべき考えは得られて居ない状態である。今日地殻に関する知識は全く貧弱で seismometry の分野では少くとも地震観測の質的改善を行わなければ今日すでに得られて居る以上の知識を得ることはむづかしいであろう。松沢先生の御指導を感謝する。

## 文 献

- 1) C. F. Richter, B. S. S. A. **25** (1935) 1
- 2) B. Gutenberg & C. F. Richter, Seismicity of the Earth (1949)
- 3) H. Kawasumi, B. E. R. I. **30** (1952) 319
- 4) C. Tsuboi, Journ. Phys. Earth **1** (1952) 47
- 5) loc. cit. (2)
- 6) loc. cit. (3)
- 7) loc. cit. (4)
- 8) loc. cit. (2)
- 9) loc. cit. (3)
- 10) loc. cit. (4)
- 11) M. Ishimoto & K. Iida, B. E. R. I. **17** (1939) 443
- 12) Z. Suzuki & T. Asada, Geophys. Notes **1** No. 32 (1947)
- 13) T. Asada & Z. Suzuki, Geophys. Notes **2** No. 16 (1949)
- 14) Z. Suzuki & T. Asada, Geophys. Notes **2** No. 17 (1949)
- 15) T. Asada & Z. Suzuki, B. E. R. I. **28** (1951) 415
- 16) T. Asada, Z. Suzuki & Y. Tomoda, B. E. R. I. **29** (1951) 289
- 17) loc. cit. (15)
- 18) C. F. Richter & J. M. Nordquist, B. S. S. A. **38** (1948)
- 19) Seismological Report of the Earthq. Res. Inst.
- 20) loc. cit. (3)
- 21) T. Matuzawa, B. E. R. I. **19** (1941) 411
- 22) Z. Suzuki, Read at the meeting of the Seism. Soc. Japan, Oct. 1948
- 23) Y. Tomoda, Zisin, Journ. S. S. J. 2nd Series **5** No. 1. p. 1.
- 24) F. Yates, Suppl. Journ. Roy. Statis. Soc. **7** (1934) 217

# P-S 時間の頻度分布について

震源の空間的分布, 石本—飯田の式の係数  $m$ , 及び媒質中の減衰との関係—

浅 田 敏・田 望

東京大学理学部 地球物理学教室

(昭和 29 年 1 月 9 日受理)

## On the Frequency Distribution of the P-S Intervals of the Earthquakes Recorded at a Certain Station

Toshi ASADA, and Nozomu DEN

Geophysical Institute, Tokyo University

(Received Jan. 9, 1954)

If numbers of near earthquakes are recorded at a certain station during a certain period, the frequency curve of their P-S intervals can be obtained. As the P-S interval of a near earthquake is approximately proportional to its hypocentral distance, it is apt to be considered that the P-S interval frequency distribution stands for the geographical distribution of hypocenters. Of course, it is wrong. In the present paper, the writer pointed out that it is dependent not only on the geographical distribution of the foci, but also on  $N(M)dM$  or the magnitude frequency distribution, the decay of the seismic waves, and the response of the seismograph. It is noteworthy that the value of the absorption-coefficient of the earth's crust can be estimated from the data on the P-S interval frequency distribution.

§ 1. 地震頻発地域で観測を行うと、地震計の感度及至は其他の理由によつて多少の差異はあるが、比較的短い時間内に多くの近い地震を記録することが出来る。そのようにして記録された地震をその P-S 時にしたがつて分類し適当な級間に分けて頻度分布を求めることが行われて居る。ことに余震観測についてはその例が多い。P-S 時は Omori 係数によつて震源距離  $D$  とむすびつけられて居るので、P-S 時の度数分布はそのまま震源距離の度数分布と見做してもよい。<sup>脚註1)</sup> そのために直接震源の地理的分布状態を指示するかの様に考えられる傾向がある。Kawasumi<sup>1)</sup> は関東地方に発生する地震について簡単なモデルを考え P-S 時の頻度分布と震度の頻度分布を同時に説明しようところみて居る。しかし、震度の頻度分布については石本

1) P-S 時を Omori 係数で震源距離とむすびつけることには勿論自から制限がある。このことについては、松沢武雄 著 地震学, 1950. pp. 171-172 参照。

飯田の式に於る Matuzawa<sup>(2)</sup> 又は Suzuki<sup>(3)</sup> の議論がそのまま適用出来るので、本論文に於ては P-S 時の頻度分布の問題を震度の頻度分布の問題よりきりはなして論じたいと思う。

§2. P-S 時又は  $D$  の頻度分布を考察するために最初に次のモデルを考えてみよう。すなわち地震は地表面上に一様な密度で発生して居り、且すべての地震はある一定の magnitude 又は最大復振巾をもって居るとする。この場合 “振動周期”<sup>(4)</sup> もすべて同じであると考えておく。このモデルは Matuzawa が石本—飯田の式の議論をするときに採用したものと同じものであり、下のように表現出来る。

$$\begin{aligned} f(A_0) &= \infty, \quad A_0 = a \\ f(A_0) &= 0, \quad A_0 \neq a \\ \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{A_0 - \varepsilon}^{A_0 + \varepsilon} f(A_0) dA_0 &= 1 \end{aligned} \quad (1)$$

ここに、 $A_0$  は夫々の地震の震源に於る最大振巾、 $a$  はある constant、 $f(A_0)$  は  $A_0$  の分布を表す。この様な場合にこの地震群を地表面上のある一点で観測すると P-S 時の頻度分布は Fig. 1 のようになることは明らかである。すなわち、 $\triangle OAB$  のような直角三角形になる。地震波は  $D$  とともに減衰するから  $P-S > \overline{OB}$  の範囲にある地震は観測されない。距離  $\overline{OB}$  は  $a$ 、地震計の倍率及媒質中の減衰の程度によつて定まる。一定時間に観測される地震の総数は  $\triangle OAB$  の面積によつて表わされる。この様に考えれば、グラフ上  $\overline{OAC}$  より上の部分には地震が存在せず、 $CAB$  より右の部分には地震は存在するが、観測不能であることがわかる。

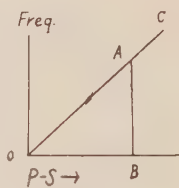


Fig. 1

しかし、最大振巾に関して上述の分布密度を持つ様な群発地域は実際には未だ発見されて居ない。実在の頻発地帯ではその成立の範囲等について多少の問題<sup>(5)</sup>を含むとしても、magnitude 又は  $A_0$  について

$$\left. \begin{aligned} N(M) dM &= \text{const.} \times 10^{-bM} dM \\ N(A_0) dA_0 &= \text{const.} \times A_0^{-m} dA_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

の型の度数分布がなりたつて居る様である。一方、観測点での最大変位振巾を  $A$  とすると、

$$N(A) dA = \text{const.} \times A^{-m} dA, \quad (3)$$

のような同じ型の式がなりたつて居ることが経験されている。

この様な事実を考えに入れて実際に得られる P-S 時度数分布を考えてみよう。

観測された地震の総数は、頻度分布を示す曲線と横軸の間の面積であらわされることは前述の場合と同じである。地震のかずをかぞえる時に夫々の地震の観測点での最大振巾  $A$  は考慮に



入らないから、この面積内で 1 ケの地震は夫々の  $A$  にかかわらず一定の面積をしめることになつて居る。然し P S 時の夫々の級間について  $A$  の大きい地震程このグラフ上で、下の方に、すなわち、横軸に近い所におくとすると P-S 時の度数分布曲線は観測不能と可能の地震の境界を示すことになる。すなわち、曲線と横軸でかこまれた部分内に観測可能の地震があり、その外側すなわち上側には観測不能の地震が位置をしめる。

この様に考えてみると、P-S 時又は  $D$  の度数分布曲線のかたちは震源の地理学的な分布状態のみならず、 $M$  又は  $A_0$  の頻度分布、及び地震波が  $D$  とともに減衰する仕方によることがわかる。更に地震動の“卓越周期”は  $D$  及振巾に関係するから、さきの P-S 時頻度分布曲線のかたちは地震計の周波数特性によつて影響されるであろうことも容易に考えられる。

同じ場所で地震を同時に観測しても、変位記象を用いて P-S 時頻度分布を作つた結果と加速度計により得られた P-S 時頻度分布とはお互に異なる筈である。変位計による結果と有感地震の P-S 時頻度分布、すなわち人体感覚による統計結果とは後述の如く異つて居る。

特性が等しく感度の異なる地震計で観測した時、Fig. 1 に示される場合に於ては感度の高低に従つて境界  $AB$  が右及左に動くことになる。第二の場合には各級間につき観測される地震の個数は夫々同じ割合で増減する。従つて、特性の等しく倍率のことなる地震計によつて同時観測をすることによつて地震の群発の仕方の統計的な性質を推測することが出来る。

§ 3. 前章の考察を定量的にとりあつかうために先づ最も簡単なモデルを採用してみよう。

地表面に一様な密度で地震が発生して居る場合、それをある一点で観測した時に得られる P S 時頻度分布を考えてみることにする。今記録紙上の最大振巾を  $A$ 、その地震の震源に於る最大振巾を  $A_0$  と書く。

観測点より  $\Delta$ ,  $\Delta+d\Delta$  の間に位置し、その振巾は  $A_0$ ,  $A_0+dA_0$  の間にある地震の数を

$$N_0(A_0, \Delta)dA_0d\Delta,$$

とすると、

$$N_0(A_0, \Delta)dA_0d\Delta=2\pi\Delta\rho(A_0)dA_0d\Delta, \quad (4)$$

ここに  $\rho(A_0)$  は unit area に於る  $A_0$  に関する頻度分布を示す。地震学に於て知られて居る事実より、

$$\rho(A_0)=kA_0^{-m}, \quad (5)$$

とおく。しからば、

$$N_0(A_0, \Delta)dA_0d\Delta=2\pi\Delta kA_0^{-m}dA_0d\Delta, \quad (6)$$

ここに  $k$  及  $m$  は夫々 constant である。所で地震波は伝播距離とともに減衰するから、その観測点で観測し得る最小の地震の夫々の震源に於る振巾  $A_0$  は夫々の  $\Delta$  が大きくなるにつ

れて増大しなくてはならない。 $\Delta$  なる震源距離で観測可能の最小の地震の  $A_0$  を  $A_{0\min. obs.}$  と書くと、

$$A_{0\min. obs.} = a(\Delta),$$

のように  $\Delta$  の函数として表わされる。又一方地震計について記録し得る最小の地震の記録紙上の振巾を  $A_{min.}$  とかくと、

$$A_{min.} = \alpha,$$

$\alpha$  は一応 constant として考えてよく、<sup>(脚註<sup>2</sup>)</sup> 記録装置の解析力、観測地に特有の background noise のありさま、地震計の倍率によつて定められる。しかるとき、

$$\alpha = V \cdot A_{0\min. obs.} f(\Delta), \quad (7)$$

ここに  $V$  は倍率、 $f(\Delta)$  は  $\Delta$  による地震動の、振巾の減衰の型式を示す。すなわち、

$$A = A_0 \cdot V \cdot f(\Delta). \quad (8)$$

したがって、

$$a(\Delta) = \alpha / V \cdot f(\Delta). \quad (9)$$

今、問題の観測点で観測し得る地震の内、 $\Delta$ ,  $\Delta + d\Delta$  の間に位置するものの数を  $N(\Delta)d\Delta$  とすると、

$$N(\Delta)d\Delta = \int_{a(\Delta)}^{b(\Delta)} 2\pi\Delta k A_0^{-m} dA_0 d\Delta. \quad (10)$$

$b(\Delta)$  は考え方により色々にとれるが事実上は  $\infty$  とおいても大した差は生じない。しかるとき、

$$N(\Delta)d\Delta = \frac{2\pi k}{m-1} \cdot \Delta \cdot a(\Delta)^{1-m} d\Delta. \quad (11)$$

又は、

$$N(\Delta)d\Delta = \frac{2\pi k}{m-1} \alpha^{1-m}, V^{m-1} \cdot \Delta \cdot f(\Delta)^{m-1} d\Delta. \quad (12)$$

すなわち、上の様なモデルを考えた時、その P-S 時頻度分布の型は、減衰の型式及地震の  $A_0$  の頻度分布の型により定められ、又一方観測される地震総数は倍率と  $A_0$  頻度分布によつて定められることか分る。 $A_0$  の頻度分布が石本一飯田の式の型をもつて居る場合、観測される地震の数は  $V^{m-1}$  に比例することも一応注意すべきであろう。このことは勿論、石本一飯田の式から容易に直接みちびくことも出来る。

§ 4. 此の地震頻度面が地下  $h$  なる位置にあつたとする。この場合の P-S 時頻度分布を求めるには前章と同じ考えで求める式について、 $\Delta^2 + h^2 = D^2$ ,

- 2) 特有の spectrum をもつ background noise の上に、地震動の小振巾の記象がかさなつて記録されて居る場合には、後者の spectrum はその  $D$  によつて、たとえば P-S 時 2~3 秒位の場合と 20~30 秒の場合によつてかなり異なるから、 $\alpha$  はかならずしも constant とは云えないこともある。つまりある P-S 時の記象が見のがされやすい傾向の生ずる場合もある。

なる関係を考え、変数  $\Delta$  を  $D$  に変換すればよい。すなわち、

$$N(\Delta)d\Delta = \frac{2\pi k\alpha^{1-m}}{m-1} V^{m-1} \cdot \Delta \cdot f(\Delta)^{m-1} d\Delta,$$

又は、

$$N(D)dD = \frac{2\pi k\alpha^{1-m}}{m-1} V^{m-1} \cdot \Delta \cdot f(D)^{m-1} \frac{d\Delta}{dD} dD,$$

$$N(D)dD = \frac{2\pi k\alpha^{1-m}}{m-1} V^{m-1} \cdot D \cdot f(D)^{m-1} dD. \quad (13) \text{ a}$$

上の如く、さきの場合と同じ型になることが分る。ただし、 $D \leq h$  の場合には、

$$N(D)dD = 0 \quad (13) \text{ b}$$

§ 5. モデルをより实际的にするために厚さを有する層の例を考えることにする。層は深さ  $H_1$  より  $H_2$  にわたり、その内で地震は一樣な密度で発生して居るとする。この様なモデルは  $M_k$  又は  $A_0$  の頻度分布に関する点を除いては Kawasumi<sup>(7)</sup> の採用したモデルと同一である。

厚さのある層の場合の P-S 時頻度を、 $N_h(D)dD$  と書くことにする。しかるとき、

$$D \leq H_1, \quad N_h(D)dD = 0, \quad (15) \text{ a}$$

$$\begin{aligned} H_1 < D < H_2, \quad N_h(D)dD &= N(D)dD \int_{H_1}^D dh \\ &= N(D)(D - H_1)dD, \end{aligned} \quad (15) \text{ b}$$

$$\begin{aligned} H_2 \leq D, \quad N_h(D)dD &= N(D)dD \int_{H_1}^{H_2} dh \\ &= N(D)(H_2 - H_1)dD, \end{aligned} \quad (15) \text{ c}$$

のような結果を得る。なほ、この場合は、 $\rho(A_0) = kA_0^{-m}$  に於る  $k$  の dimension は前の場合と異なる。いづれにしても  $N(\Delta)d\Delta$ ,  $N(D)dD$ ,  $N_h(D)dD$ , はすべて dimension のない数であるから、夫々の場合について constant の dimension はかわつてくる。

なほ此の式は polar-coordinates を用いて層の境界として、

$$D \cos \theta = H_1, \quad D \cos \theta = H_2$$

と置き § 3 と同じ考え方で求めることも出来る。又は、ある半径  $D$  なる球面を、おたがいの距離が  $h$  である平行二平面で切つた場合その切り口で出来る帯の表面積は、 $2\pi Dh$  であることを考えれば、上述の答の得られることは自づから明らかであろう。

§ 6, 実在の地震頻発地域はすべて有限の拡りをもつて居り、又かならずしもその拡りの内部で一樣に発生して居るわけではない。しかし、第一近似として § 5 の如きモデル、すなわち地震は深さ  $H_1$  及  $H_2$  なる二平面のあいだで一樣な密度で発生して居ると考えてもよいと思われ

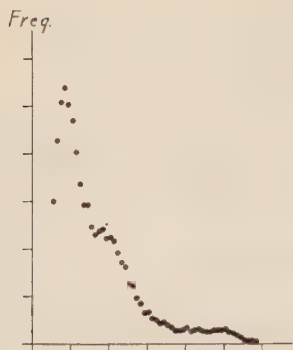


Fig. 2 a

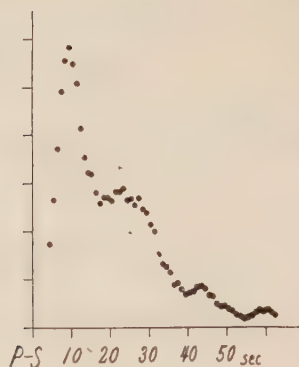


Fig. 2 b

Frequency distribution of the P-S intervals of shocks recorded by a displacement seismograph: a, at Hongo, Tokyo; and b, at Mitaka. The curves are smoothed by the arithmetic-moving-average-method.

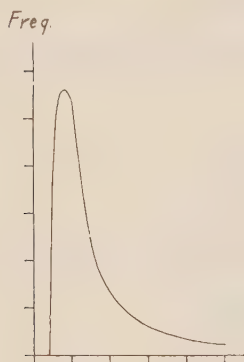


Fig. 3 a

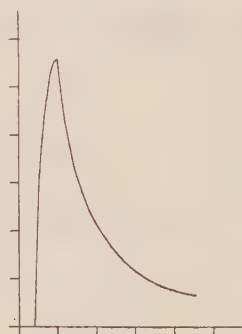


Fig. 4 b

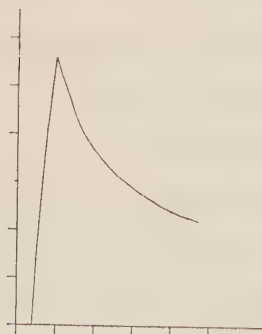


Fig. 3 c

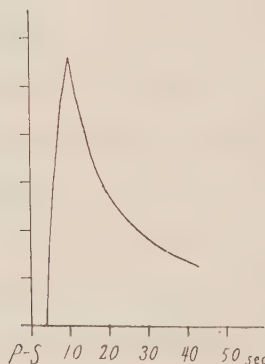


Fig. 3 d

Frequency distribution of P-S intervals calculated according to the formula in § 5.

a:  $m=2$ ,  $f(D) \propto 1/D^3$ ,

b:  $m=1.8$ ,  $f(D) \propto 1/D^3$ ,

c:  $m=1.8$ ,  $f(D) \propto 1/D^2$ ,

d:  $m=2$ ,  $f(D) \propto 1/D^2$ .



る場合もある。この一例としては関東地方一円に発生する地震を東京で観測する場合等を取りあげることが出来る。

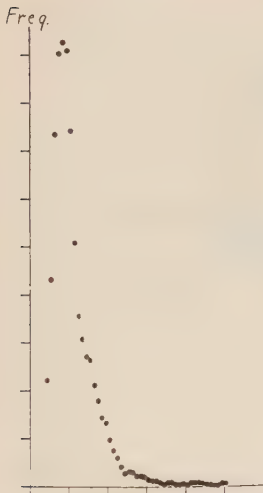


Fig. 4 a

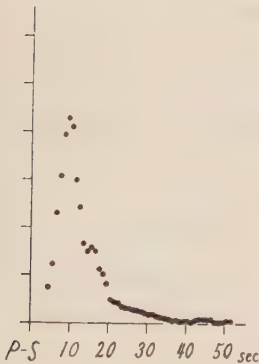


Fig. 4 b

Frequency distribution of the S-P intervals of sensible earthquakes occurring during the period of 1924 and 1937.

a: Hongo, Tokyo,

b: Mitaka.

The curves are smoothed.

関東地方での観測としては Ishimoto 及 Iida<sup>(8)</sup> が1秒微動計を用いて 1936-1939 の間に行つたものがある。彼等の観測で得られた本郷及三鷹での P-S 時頻度分布を Fig. 2 に示す。これは移動平均をとり滑らかにしてある。

この2例に対応するものとして、 $H_1=4$  sec,  $H_2=10$  sec, なるモデルを考えてみる。すなわち、Omori 係数を7とすれば 28 km より 70 km にわたるあつさ 42 km の層を地震頻発層と考えることにする。<sup>(脚註3)</sup> 減衰の仕方としては  $D^2$  に比例する場合及  $D^3$  に比例する場合をとり、夫々  $m=2$  及  $m=1.8$  の場合につき計算したものを Fig. 3 に示す。

関東地方の地震にこの様なモデルをあてはめる場合、計算された頻度分布と実際の P-S 時頻度分布とをあまり立入つて、比較論議することは不適當であるが、Fig. 2 及 3 を参照すれば P-S 時に関する前述の考え方が大体に於て正しいと考えてよい事が分る。<sup>(脚註4)</sup>

更に実際の観測の例として震研観測報告より 1924-1937 の間の東京に於る有感地震を基として作られた P-S 時頻度分布に注目して見る。Fig. 4 a 及 b はこの頻度分布に移動平均を行つて平滑にしたものである。1秒微動計による結果である Fig. 2 とくらべると、同じ地域に発生する地震をほぼ同じ期間に観測して居るにもかかわらずそのかたちが異つて居る事に気がつく。

Ishimoto の研究<sup>(9)</sup>によれば震度は最大加速度と一義的關係がある。したがつて、Fig. 4 に示した P-S 時頻度分布は 10 cps の“加速度計”の観測による統計結果と等しいと考えてよい。

- 3) 深い方の境界を 70 km にとるのは普通の地殻に関する知識から考えると深すぎる様に考えられるが、これは東京湾附近に発生する地震が他の例より深く、この範囲の深さにまで分布して居るからである。
- 4) 余震観測等に於る P-S 時分布の実例を参照すると §5 記載の式と同じかたちのもが多くみられる様である。余震観測の多くは発震地域の直上で行われるために §5 に於る様なモデルが近似的になりたつが場合多いのであろう。

一方1秒微動計は記録されて居る地震が規模の小さいものであること、又は  $D \leq 200 \text{ km}$  の範囲に属するものであることを考えると  $P$  及  $S$  相では変位計として動作すると考えてよい。従って Fig. 2 及 Fig. 4 の相違は変位計と加速度計による観測の差違と考えることが出来る。

上述の  $P$ - $S$  時頻度分布の差異を説明するためには、この様に特性のことなる地震計で観測した場合、Fig. 2 及 4 の如き差を生じる様に地震動の spectrum が  $D$  とともに変つて居ると考えるのがおんとうであろう。すなわち、この事柄は地震動の変位振巾より最大加速度の方が  $D$  につれてよりはやく減衰すること

を示して居り、又は“卓越周期”が  $D$  とともに大になる傾向にある事を意味して居ると考えられる。又一方最大加速度  $\alpha$  について頻度分布をつくとやはり石本一飯田の式を得るのであるが、この場合  $m$  が最大振巾に対する場合より大になることも考えに入れなくてはならない。<sup>(10)</sup>

いづれにしても同一の点で観測しても、 $P$ - $S$  時頻度分布については、地震計の特性によりことなつた結果を得る事は興味あることがらであつて、この事実を用いて、一点観測によって地震中の“viscosity”等に関する研究をすすめることが可能であることを示して居る。

この問題については又別の論文でとりあげたいと思う。

なほ Fig. 5 は参考のために震研観測報告記載の震央を、1924 より 1940 までのものにつき plot したものである。松沢先生の御指導を感謝する。



Fig. 5 The epicenters of the shocks occurring during the period of 1924 and 1940.

H: Hongo, Tokyo,  
M: Mitaka.

## 文 献

- 1) 河 角 広: 震研彙報 30 (1952) p. 325
- 2) 松 沢 武 雄: 震研彙報 19 (1941) p. 411
- 3) 鈴 木 次 郎: 地震学会講演 1948 年 10 月
- 4) 浅 田 敏: 地震 6 (1953) p. 1
- 5) 浅 田 敏: 地震 7 (1954) p. 21
- 6) (4) と同じ
- 7) (1) と同じ
- 8) 石本己四雄, 飯田 事: 震研彙報 17 (1939) p. 443
- 9) 石 本 己 四 雄: 震研彙報 10 (1932) p. 69
- 10) 浅 田 敏: 地震 6 (1953) p. 69

# 変位に基づく規模尺度と 加速度に基づく尺度に就て

東大理地球物理学教室 浅 田 敏

(昭和 29 年 2 月 1 日受理)

## The Magnitude defined as the Logarithm of the Maximum Displacement, and That defined as the Logarithm of the Maximum Acceleration.

Toshi ASADA

Geophys. Inst. Tokyo Univ.

(Received, Feb. 1, 1954)

The relation of  $M_K$  and  $M$  (Richter's Instrumental Magnitude) was discussed. The both systems are not consistent, for the reason that the predominant period  $T$  is assumed independent of the magnitude in  $M_K$ -system. This discrepancy is beyond the range of the observational errors in seismometry.

§ 1. 地震の大きさの尺度としては、地震波のかたちで散逸するエネルギー、 $E$  を考えればよいわけであるが、今日ではまだこのエネルギーを精密に評価することに多くの問題がのこされて居り、直接に測定される量から  $E$  をみちびくには多くの不確かさが残されて居る勿論一つ一つの地震のエネルギーを正確に評価することは地震学上重大な問題であることは云うまでもない。将来 seismometry が実験的にも理論的にも充実することによつてこの目的はしだいに達せられて行くであろう。然し一方地震発生等に就いて統計的研究をすすめる上に実用的に便利な magnitude scale は常に必要である。consistent な規模尺度のシステムが出来て居れば研究上有用な場合も多い。

今日実用的に用いられる規模尺度としては変位振巾<sup>脚註1)</sup>に基づく Richter-Gutenberg の Instrumental Magnitude<sup>(1)</sup>,  $M^{(2)}$ , と加速度<sup>脚註2)</sup>に基いて構成されて居る, Kawasumi により定義された,  $M_K^{(3)}$ -system とがある。理想的にはこの両システムは完全に consistent で

- 1) この方法は遠方の地震の  $M$  もよく定めることが出来る様である。然し  $M$  は  $d=100\text{km}$  に於る Wood-Anderson 地震計の記象の振巾から定義されて居るのであるから、其の点で最大振巾をあたえる波群の“卓越周期”は特に大きな地震をのぞいては 1 秒より小さいと考えてよいであろう。
- 2)  $M_K$  は震度より定義されて居る。震度と加速度の関係については Ishimoto の研究もありその一義的な関係については特に反対すべき理由もない様である。ただ Kawasumi 又は Ishimoto の研究はすべて 10 cps の“加速度計”によって居る。従つて震源距離のごく小さい (P-S 時が 2~3 秒以下の) 地震については話が違ふかも知れない。

なくてはならないわけであるが、地震動の性質について完全な知識はまだ十分には得られて居ないのであるから、色々な形式の magnitude scale が共存する理由はある。

以上の  $M$  及び  $M_K$  の定義は最大振巾とか最大加速度を用いて居り、地震動が複雑な<sup>脚註3)</sup>構成をもつて居ることを考えに入れるといづれも第一近似的な量である。地震動の spectrum に関する我々の知識はむしろ貧弱であるので今日に於てはこの様な定義を用いなくて<sup>脚註4)</sup>はならない。

§ 2. ある一つの地震の視模を  $M$  又は  $M_K$  であらわすことは出来る。又  $M$  又は  $M_K$  を定めれば一応その地震の  $E$  を媒介して  $M$  と  $M_K$  の関係を調べられる。Magnitude は人為的な量であるに対し  $E$  は物理的な意味のある一般的な量であるからである。

$M_K$  の定義により、

$$M_K = I_{100}, \quad I_{100} \text{ は } \Delta = 100\text{km} \text{ び於る震度。}$$

又 Kawasumi によると、

$$\frac{dE}{dt} = \text{const.} \cdot 10^{M_K}, \quad (1)$$

なる関係がなりたち又 Gutenberg 及び Richter によると、

$$\log E = \text{const.} + 1.8 M \quad (2)$$

ところが Gutenberg 及び Richter によると地震動継続時間  $t$  は、

$$\log t = \text{const.} + \frac{1}{4} M, \quad (3)$$

なる関係にある。従って、

$$M_K = \text{const.} + 1.55 M, \quad (4)$$

すなわち、 $M_K$  と  $M$  の間に (4) の関係のあることが分る。

更に又 Kawasumi によれば<sup>(4)</sup>

$$I_{100} = 2 \log \alpha_{100} + \text{const.} \quad (5)$$

ここに  $\alpha_{100}$  は  $\Delta = 100\text{km}$  に於る最大加速度。

従って  $M$  の定義より、

$$2 \log \alpha_{100} = 1.55 \log A_{100} + \text{const.},$$

3) 大地震には数十秒以上の長い周期の波から数十サイクルの波動まで、又極く小さい地震についても 1 秒及至は数十サイクルの周期の波動が含まれて居る。然し変位型の地震計による記象では短周期の振動が記録され難いため記象が比較的簡単にみえることもある。

4) 近い地震の加速度記象 (10 cps の振子による) を見るとある一つの弧立的振動が大きな振巾をあたえて居ることも多いが、とくにこの様なことのない場合も多い。地震動を構成する色々な波群に関する我々の知識がより豊富になった時、magnitude なる量はもっとも多くの energy を搬送する波群の特徴を表す量として定義されるべきであろう。従つて magnitude scale のシステムを考えるにあたって周期に関する問題をもっと重視すべきであろう。



故に、

$$\alpha_{100} = \text{const. } A_{100}^{0.78}. \quad (6)$$

従って今

$$\alpha_{100} = \left( \frac{2\pi}{T_{100}} \right)^2 A_{100} \quad (7)$$

の如き  $T_{100}$  を定義すると

$$T_{100} = \text{const. } A_{100}^{0.11} \quad (8)$$

の様になり、この様に定義された周期  $T_{100}$  は振巾が大きくなるとともに大になることを示す。周期に関するこの様な問題は大切であるのですでに他の論文で言及してある<sup>(5)</sup>。

§ 3.  $E$  のみならずある地点に於る振巾  $A$  も又直接に測定される量である。それで  $A$  を媒介して  $M$  及  $M_K$  の関係を求めることが出来る。又は Gutenberg 及 Richter 等の与えて居る式を用いて  $M$  と  $\alpha$  の関係を導き、それより  $M$  と  $M_K$  の関係を求めることも勿論可能である。

Kawasumi によれば経験的に

$$\log A_{100} = 1.5 + 0.5 M_K \quad (9)$$

従って、

$$M_K = \text{const} + 2 M. \quad (10)$$

この関係はすでに Kawasumi により与えられて居るものである。この関係は明らかに (4) の場合と異つて居る。この様な矛盾があらわれるのは  $M$ -system に於ては“卓越周期”は  $M$  に関係があるとし、

$$\log T = \text{const} + 0.22 M, \quad (11)$$

の如く考えて居るに反し、 $M_K$ -system では  $T$  は最大加速度又は最大変位とは無関係であるとして居るからに他ならない。

§ 4. ある地震頻発地域に着目したとき  $M_K$  の頻度分布として

$$N(M_K) dM_K = \text{const.} \times 10^{-0.56 M_K} dM_K,$$

なる式がなりたつことはすでに分つて居る。1911 より 1940 の間に日本及近傍に発生した比較的大きな地震については  $b' = 0.56$  となり<sup>(6)</sup>、1924 より 1940 の間に関東地方に発生した有感地震については  $c' = 0.58$  となる<sup>(7)</sup>。然って今  $M_K$  については、

$$N(M_K) dM_K = \text{const.} \times 10^{-0.56 M_K} dM_K \quad (12)$$

なる頻度分布がなりたつて居るとし (4) に基いて変数  $M_K$  を  $M$  に変換すると<sup>(8)</sup>、

$$N(M) dM = \text{const} \times 10^{-0.87 M} dM, \quad (13)$$

が得られ、又一方 (10) 式に基いて変換すると、

$$N(M) dM = \text{const} \times 10^{-1.12 M} dM, \quad (14)$$

の如くなる。

然るに今日に於いては  $M$  又は  $M_K$  の頻度分布は (12), (13), (14) の型の式にあて<sup>(9)</sup>はめかなりよい精度で係数をきめることが出来る。ところが (13) 及 (14) 式に於て係数  $b$  の値は 20%以上ことなつて居る。このことを考えると  $M$  及  $M_K$  の両システムのくいちがいはいかならずしも誤差の範囲にありとすることは出来ない様である。

§ 5. Magnitude の頻度分布を表す式 (又は所謂石本一飯田の式) は, seismometry に於て統計的にあらわれて来る色々な事柄を理解するのに重大な意味をもつて居る。すなわち, P-S 時頻度分布に関する色々な問題や又地震計の response と 石本一飯田の式の係数  $m$  との関係等を明らかにするには magnitude の頻度分布を表す函数が必要である。

又, 臨時観測点による余震観測に於る余震震源分布を正しく理解するためにも  $M$  の頻度分布の事を知らなければならない。<sup>脚註5)</sup>

この様に  $N(M)$  は seismometry に於て大切な事柄であるが, 実際の地震頻発地域について夫々  $N(M_K)$ ,  $N(M)$  又  $N(A)$  についてもかなりの精度をもつて定めることが出来, 色々な magnitude scale の system の性質をしらべる手がかりになり得ることはむしろ興味あることである。

## 文 献

- 1) C. F. Richter, Bull. Seism. Soc. Amer. **25** (1935) p. 1
- 2) B. Gutenberg & C. F. Richter, Bull. Seism. Soc. Amer. **32** (1932) p. 163
- 3) H. Kawasumi, Bull. Earthq. Res. Inst. **30** (1952) p. 319
- 4) Loc. cit. 3)
- 5) T. Asada, Zisin Ser. II. **6** (1953) p. 69
- 6) Loc. cit. 3)
- 7) T. Asada, Zisin Ser. II **7** (1954) p. 30
- 8) T. Asada, Z. Suzuki & Y. Tomoda, Bull. Earthq. Res. Inst. **29** (1951) p. 269
- 9) C. Tsuboi, Joun. Phys. of the Earth **1** (1952) p. 47

- 5) ある一定の値以上の  $M$  をもった地震, すなわち顕著地震とか又は 稍顕著地震の震央分布図を作る時には  $N(M)$  に関する知識は何もいらぬ。しかし余震観測の場合の如くいくつかの臨時観測点を適当と考えられた位置に設置して余震を記録し, 震源を定めることの出来る最小の地震まで夫々の震源を決定して地図上に記載する場合, この様にして得られた余震震央分布図を正しく理解するには  $N(M)$ ,  $N(M_K)$  又は  $N(A_0)$  等に関する知識が必要となる。この様にして得られた震央分布図は多くの場合其等の臨時観測点の位置によって決定的な影響をうけることは自明のことであらう。なほこの影響を補正することは不可能ではない。

# 重力と地下構造との関係 (III)

——静水力学的平衡にある地殻物質の密度分布——

帝国石油 加藤 元彦

昭和 28 年 6 月 25 日受理

On the Relations between Gravity and Subterranean Structure (III)

Distribution of density of subterranean matter in  
hydrostatic equilibrium

Motohiko KATO

Teikoku Oil Co.

(Received June 25, 1953)

In this paper it is shown that the distribution of density in the earth's crust the author adopted in the previous paper (II) is not inconsistent with the elastic property of the crust.

If the subterranean matter was in a hydrostatic equilibrium and if its compressibility and the gravity are assumed to be constant being independent of the depth  $z$ , the density of subterranean matter increases indefinitely great as the depth does so. This is evidently absurd. Should the density remain finite at the infinitely great depth, the compressibility should change with depth. Thus the author obtains the compressibility as a function of depth and from this result are deduced values of Young's modulus  $E$  and velocity of longitudinal wave  $v$ .

## § 1. 緒 論

本稿は前稿<sup>註1)</sup>で述べた地殻物質の平均密度分布の式：

$$\rho = \rho_0 + (1 - e^{-\lambda z})(\rho_t - \rho_0)$$

(但し  $\rho$  : 平均密度,  $\rho_0$  : 地表の平均密度,  $\rho_t$  : 深さ無限大の平均密度,  $\lambda$  : 密度変化係数, 且つ地表面内に  $X, Y$  軸, 鉛直下方に  $Z$  軸を採る) で表わされる状態が, 地殻物質の弾性的性質を考慮に入れた場合実際に有り得るかと云う事の検討であつて, この密度分布の模型から地殻の弾性的性質を論ずるのではない。

地下の充分深い所はさておき, 少くとも地殻と呼ばれる範囲では地殻物質は弾性的内部応力に依つても支えられているが, 本稿では重力による静水力学的圧力のみが作用していると考え

(註 1) 前稿とは文献 (7), (8) をいう。

て、見かけの弾性率や見かけの地震波の速度を計算し、実際の値との差異の凡ての原因を見かけの弾性率の異常に持って来ようとするのである。

## § 2. 地殻物質密度の深さによる変化

今地殻物質の均衡状態は静水力学的平衡にあると仮定する。或る一定の岩石或いは地殻を構成する物質の集合体を一つの岩石と考えて、深さ  $z$ 、圧力  $p$  におけるその岩石の密度を  $\rho$ 、体積圧縮率を  $\kappa$ 、体積変化率を  $\delta$  とし圧力 0 における密度を  $\rho_0$ 、重力を  $g$  とすると

$$\frac{dp}{dz} = \rho g, \quad \delta = \kappa p, \quad \rho = \rho_0(1 + \delta) \quad (1)$$

の三式が成立つ。体積圧縮率  $\kappa$  も重力  $g$  も深さによって変化しないとするとこの解は

$$\rho = \rho_0 e^{\kappa \rho_0 g z} \quad (2)$$

で密度変化率は

$$\frac{d\rho}{dz} = \kappa \rho_0 g 2 e^{\kappa \rho_0 g z} \quad (3)$$

となる。

今考える模型では

$$\rho = \rho_0 + (1 - e^{-\lambda z})(\rho_t - \rho_0) \quad (4)$$

であるから

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \lambda(\rho_t - \rho_0)e^{-\lambda z} \quad (5)$$

となる。

これらの量を計算する為に実験から求められた花崗岩 (Granite) 及び蛇紋岩 (Serpentine) の常数を参考にして註2), Table 1. のような弾性常数をもつた二つの岩石の模型 (G), (S) について考察する。この Table 中体積圧縮率  $\kappa$  及び縦波の速度  $v$  は

Table 1. Models of Rock (G), (S).

	E (C. G. S.)	$\rho_0$ (C. G. S.)	$\nu$	$\kappa$ (C. G. S.)	$v$
(G)	$40 \times 10^{10}$	2.65	0.25	$3.8 \times 10^{-12}$	4.25 km/sec
(S)	$70 \times 10^{10}$	2.70	0.20	$2.6 \times 10^{-12}$	5.37 km/sec

$$\kappa = \frac{3(1-2\nu)}{E}, \quad v = \sqrt{\frac{E}{\rho_0} \sqrt{1 + \frac{2\nu^2}{1-\nu-2\nu^2}}}$$

から計算した。但し Young 率, Poisson 比を  $E, \nu$  と表わした。

重力は一定で

$$g = 980 \text{ (C. G. S.)}$$

(註 2) 文献 (3), (5), (6)。



とすると (3) 式の常数は

$$(G); \quad \kappa\rho_0g=0.99\times10^{-8}(\text{C. G. S.}), \quad \kappa\rho_0^2g=2.6\times10^{-8}(\text{C. G. S.}),$$

$$(S); \quad \kappa\rho_0g=0.69\times10^{-8}(\text{C. G. S.}), \quad \kappa\rho_0^2g=1.9\times10^{-8}(\text{C. G. S.})$$

Table 2. Values of  $\partial\rho/\partial z$  (units in  $10^{-8}$  C. G. S.)

Z (km)	Model (G)			Model (S)			Z (km)	$\lambda=0.5\times10^{-5}$ $\rho_t-\rho_0=0.95$
	Eq. (3)	$\lambda_1$	$\lambda_2$	Eq. (3)	$\lambda_1$	$\lambda_2$		
0	2.6	5.2	7.8	1.9	3.8	5.7	0	475.
10	2.6	4.3	5.8	1.9	3.1	4.2	0.5	370.
20	2.7	3.5	4.3	1.9	2.5	3.1	1.0	288.
30	2.7	2.9	3.2	1.9	2.1	2.3	2.5	136.
40	2.7	2.3	2.3	2.0	1.7	1.7	5.0	39.
50	2.7	1.9	1.7	2.0	1.4	1.3	10.0	3.2
60	2.8	1.6	1.3	2.0	1.1	0.9	20.0	0
70	2.8	1.3	1.0	2.0	0.9	0.7		

となる。これを (3) 式に用いて計算した密度変化率を Table 2. に示した。

(5) 式で計算する為には  $\rho_t$  を求めねばならぬが、(2) 式から深さ 100 km の密度を求めて之を  $\rho_t$  とした：

$$(G); \quad \rho_t-\rho_0=0.26(\text{C. G. S.}),$$

$$(S); \quad \rho_t-\rho_0=0.19(\text{C. G. S.}).$$

この値を用い、密度変化係数  $\lambda$  を前論文 (II) で求められた値：

$$\lambda_1=2.0\times10^{-7}(\text{C. G. S.}),$$

$$\lambda_2=3.0\times10^{-7}(\text{C. G. S.})$$

として密度変化率を (5) 式から求めて Table 2. に示した。

### § 3. 見かけの弾性率の深さによる変化

実際の地殻は各種の岩石からなり、それらの組成も深さや場所によって異なる故弾性率も一定であるとは見做されない。又たとえ地殻が均一な岩石であっても、一般にその弾性率は作用する圧力によつて変り、圧力の大きい時程弾性率は大きくなる。例えば D. Grigg<sup>註3)</sup>の行った実験によつても圧力 0 の時  $24\times10^3 \text{ kg/cm}^2$  である Quartz は、圧力が  $14\times10^3$  気圧の時は  $34\times10^3 \text{ kg/cm}^2$  になることを示している。従つて体積圧縮率も一定でないと考えるのが妥当である。

体積圧縮率が一定ならば (2) 式の様に深さが深くなるにつれ、どこまでも増加する密度分布をするのだが、これが一定でない為に (4) 式の様な密度分布をすると考え、この時圧縮率  $\kappa$

(註 3) 文献 (9), (10)

$\kappa$  が深さにつれて如何に変れば (4) 式の密度分布を与えるかを見よう。即ち (1) 及び (4) 式を解いて

$$p = \left\{ \rho_t z - (\rho_t - \rho_0) \frac{1 - e^{-\lambda z}}{\lambda} \right\} g, \quad (8)$$

$$\delta = \frac{\rho_t - \rho_0}{\rho_0} (1 - e^{-\lambda z}) \quad (9)$$

だから

$$\kappa = \frac{\delta}{p} = \frac{\lambda (\rho_t - \rho_0) (1 - e^{-\lambda z})}{\{ \rho_t \lambda z - (\rho_t - \rho_0) (1 - e^{-\lambda z}) \} \rho_0 g}$$

となる。 $z=0$  の時のこの値を  $\kappa_0$  とすると

$$\kappa_0 = \lim_{z \rightarrow 0} \kappa = \frac{\rho_t - \rho_0}{\rho_0} \frac{\lambda}{\rho_0 g} \quad (10)$$

だから

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\rho_0 (1 - e^{-\lambda z})}{\rho_t \lambda z - (\rho_t - \rho_0) (1 - e^{-\lambda z})} \quad (11)$$

となる。これは勿論弾性的内部応力や空隙、亀裂等はないと見做した時の値で、いわば見かけの体積圧縮率である。上に用いた岩石の模型について計算した結果を Table 3. に示した。

Table 3. Apparent volume compressibility  $\kappa$  (C. G. S.)

Z (km)	Model (G)		Model (S)		$\lambda = 0.5 \times 10^{-5}$ $\rho_t - \rho_0 = 0.95$
	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	
0.	$7.6 \times 10^{-12}$	$11.3 \times 10^{-12}$	$5.3 \times 10^{-12}$	$8.0 \times 10^{-12}$	$158 \times 10^{-11}$
0.5	7.6 //	11.3 //	5.3 //	7.9 //	132 //
1.0	7.5 //	11.1 //	5.3 //	7.9 //	111 //
2.5	7.4 //	10.9 //	5.2 //	7.7 //	73 //
5.0	7.2 //	10.5 //	5.0 //	7.4 //	43 //
10	6.8 //	9.7 //	4.8 //	6.8 //	22 //
20	6.1 //	8.3 //	4.3 //	5.9 //	10.6 //
30	5.5 //	7.2 //	3.9 //	5.1 //	7.0 //
40	5.0 //	6.3 //	3.6 //	4.5 //	5.2 //
50	4.6 //	5.6 //	3.3 //	4.0 //	4.2 //
60	4.2 //	5.0 //	3.0 //	3.6 //	3.5 //
70	3.9 //	4.5 //	2.8 //	3.2 //	3.0 //

これらの計算に用いた多くの実験値は一つの緻密な小さい試験片によつて得られた値である。実際に地殻を構成している時は液体又は気体で充された、試験片に対しては大きな空隙や亀裂が介在する事は予想せられる。夫故緻密な場合に比し、このような状態では圧縮率は Table 3. の如く大きくなり仮定した真値との喰違ひが生ずる。実質部分の弾性常数がその作用する圧力

によつて変化する事も考えられるが、そのみでは浅い所の喰違ひは説明出来ない。これは空隙、亀裂等の影響を考えて次の様に解釈出来るであろう。即ち浅い所ではこれらの実質部分も圧縮せられると同時に空隙も圧縮されて小さくなる影響が大きい。空隙を充す液体や気体の圧縮率は実質部分のそれより数十倍も大きいから見かけの圧縮率  $\kappa$  は大きくなり、見かけの密度変化率も Table 2. の如く浅い所程大きいのである。然し或る空隙が圧縮せられれば、それ以上空隙を小さくする為に必要な圧力と、空隙のある実質部分を圧縮する圧力とは等しくなる（この圧力は勿論空隙のない緻密の実質部分を圧縮する圧力即ち実験室で行うときの圧力より小さくなる筈である）。このような深さになれば、 $\partial\rho/\partial z$  は (3) 式で計算した値に接近し、 $\kappa$  は略一定な値になつて来るべきで、この深さの最小限は Table 2, 又は 3. から判る如く 30 km 前後である事は注目すべきである<sup>(註4)</sup>。

#### § 4. 地震波の速度の変化

Table 4. Estimated values of E &  $v$ .

	$\lambda$	Z	$\kappa$	$\nu$	$\rho$	E	$v$
(G)	$\lambda_1$	0	$7.6 \times 10^{-12}$	0.25	2.65	$19.7 \times 10^{10}$	2.99 km/sec
	$\lambda_2$	0	11.3 //	0.25	2.65	13.3 //	2.45 //
(S)	$\lambda_1$	0	$5.3 \times 10^{-12}$	0.20	2.70	$34.0 \times 10^{10}$	3.74 //
	$\lambda_2$	0	8.0 //	0.20	2.70	22.5 //	3.05 //
$\lambda=0.5 \times 10^{-5}$		0	$158 \times 10^{-11}$	0.25	1.75	$0.0943 \times 10^{10}$	0.254 //
$\rho_t - \rho_0 = 0.95$		1 km	111 //	0.25	2.12	0.135 //	0.276 //
		50 km	4.2 //	0.25	2.70	3.57 //	1.26 //

Table 4. には  $\nu$ ,  $\rho$  の値をその表の如くとして Young 率 E 及び縦波の速度  $v$  をこの圧縮率から計算したものを示したが、初めに仮定した値 (Table 1.) との喰い違いは明かである。然し地震探鉱において実測せられる縦波の速度は実験室で求めた速度より小さくこの程度の差異が起るのが常である。

この計算に用いた  $\kappa$ ,  $\rho$  は空隙をも含めた平均の即ち見かけの値であつて、実質部分の  $\kappa$  はもっと小さく従つて E はもっと大きいと考えねばならず、又その密度ももっと大きくならねばならぬ。水や空気の体積圧縮率は実質部分のそれに比して数十倍以上も大きいから、空隙の平均 Young 率  $\epsilon$  の相対的影響は平均密度  $\epsilon$  の影響より大きい。従つて地震波が空隙や亀裂に差無関係で実質部分の常数で表まる速度  $v_0$  で伝播するならば  $v_0 > v$  でなければならぬ。このを  $\Delta v$  とすると  $v_0 - v = \Delta v > 0$  である。

(註 4) 近時、極浅発近地震の観測から、補償面と地表との中間附近に一つの不連続面の存在が予想されている。

然し多くの粒子の集合体を通過する弾性波の速度は、その集合体全体にかかる圧力に左右され、圧力が小さい程速度が遅く又圧力が小さい程圧力の変化による速度の遅くなる割合が急である事が F. Gassmann<sup>註5)</sup>によつて論ぜられている。この様な現象が空隙や亀裂のある時もあると考えられるので、その時の速度を  $v_1$  とすると  $v_0 - v_1 = \Delta v_1 > 0$  である。

若し物質が緻密で空隙が少いならば  $\Delta v_1 \approx \Delta v$  か或はそのどちらも非常に小さいと考えられるから  $v_1 \approx v$  であつて、野外で実測せられる速度  $v_1$  は Table 4. の値  $v$  と大体等しくなる筈である。

前稿で用いた条件  $\lambda = 0.5 \times 10^{-5}$  (C. G. S.),  $\rho_t - \rho_0 = 0.95$  (C. G. S.) の場合について同様に計算した値を Table 2, 3, 4 に示した。これはあまり緻密でない若くて浅い第三紀第四紀の密度分布に適合するものであつて、これから推定した縦波の速度 (Table 4.) は実測値の 1/2 から 1/3 でその喰違ひは著しい。これは各種の岩相による物理的特性の変化が著しい事にも依るし、又同一の岩石でも空隙が大きい程見かけの弾性率が著しく異つて  $\Delta v$  が  $\Delta v_1$  に比して大きくなり  $\Delta v > \Delta v_1 > 0$  になるとすれば、 $v_1 > v$  であつて実測値  $v_1$  と推定値  $v$  がこの程度に異なる事が予想せられる。

## § 5. 結 語

上の計算では二つの岩石の模型 (G), (S) を用いて行ったものであるが、実際の地殻物質でも大凡これと同じ様な事が論ぜられると思う。夫故著者の仮定した密度分布が弾性論的に考えても矛盾しない模型であると考えて良いであらう。その密度分布の式 (4) (4) に含まれる諸常数は重力や地震その他の観測から決定されるものである。

最後に本稿について御指導下さつた坪井先生、竹内均博士、又諸種の文献を紹介して下さいた表俊一郎博士、下鶴大輔氏、玉野俊郎氏の御好意に謝意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) 坪井忠二：重力 [改訂増補] (岩波全書) (1944)。
- 2) 坪井忠二：地球物理学上、下、(岩波講座)。
- 3) 松山基範：地殻及び地球内部の物理学 (岩波講座)。
- 4) 井坂外訳：ティモシェンコ弾性体の力学。
- 5) 石本己四雄：“岩石の弾性,” 物理地下探査 1, (1937)。
- 6) 理科年表
- 7) 加藤元彦, “重力と地下構造との関係 (I)” 地震, (1953)。
- 8) 加藤元彦, “重力と地下構造との関係 (II)” 地震, (1953)。
- 9) D. T. Grigg, “Deformation of Rocks under High Confining Pressure”, Jour. Geol., **44** (1936), 541~577.
- 10) D. T. Grigg & J. F. Bell, “Experiments Bearing on the Orientation of Quartz in Deformed Rocks”, Geol. Soc. Am., Bull. **49** (1938), 1732~1746.
- 11) F. Gassmann, “Elastic Waves Through a Packing of Spheres,” Geophys. **16**, 4, (1951), 673~685.



# 級間の数を2として簡単に相関係数を求める方法

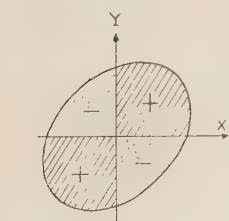
東大・理・地物 友 田 好 文

(昭和 29 年 2 月 9 日受理)

§ 相関係数を求めるために一般に使用されている計算法はかなり面倒である。ことに自己相関係数のような多数の相関係数を求める必要があるときはこれを従来の方法により求めることは殆ど不可能に近い。これに対し次に述べる方法は、計算が極めて簡単である。この方法によれば標本数が可なり大きい場合、良い近似で相関係数を求めることができる。

§ 二変数  $x, y$  の系列が与えられた場合、それぞれの平均値を境とし、大きい方を  $+1$ 、小さい方を  $-1$  とする。このように分割の数を2として普通の相関係数を求める計算をするのである。この計算は極めて簡単である。即ち、 $x, y$  が同符号の場合の数から、互に異符号の場合の数を差引き、それを試料数で割る操作である。この計算により求められた近似相関係数を  $r(+1, -1)$  とかくと

$$r(+1, -1) = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1)$$



$\left\{ \begin{array}{l} N_+ \quad x, y \text{ が同符号の場合の数} \\ N_- \quad x, y \text{ が異符号の場合の数} \end{array} \right.$   
である。

一方、真の相関係数を  $\rho(x, y)$  とすると、 $r(+1, -1)$  と  $\rho(x, y)$  の間には相関が正常の場合次の関係がなりたつことがわかる。

$$\sin \frac{\pi}{2} r = \rho \quad (2)$$

(2) 式の関係を表に示す。

即ち、まず (1) に依り  $r(+1, -1)$  を求め、表から  $\rho(x, y)$  を求めることができるのである。計算に必要とする時間は従来の方法による場合の  $10^{-1} \sim 10^{-2}$  倍程度になる。

§ (2) 式の証明：二変数  $x, y$  の分散を夫々  $\sigma_x, \sigma_y$ 、 $x, y$  の同時分布の確率密度を  $p(x, y)$  とすれば

$$\rho(x, y) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} xy p(x, y) dx dy \quad (3)$$

$X = x/\sigma_x, Y = y/\sigma_y$  とかくと

$$\rho(X, Y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} XY P(X, Y) dX dY \quad (4)$$

正常相関の場合と考えると

$$P(X, Y) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\rho^2}} e^{-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\{X^2 - 2\rho XY + Y^2\}} \quad (5)$$

である。この  $P(X, Y)$  を用いて

$$r = (+1, -1) = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{\int_{\substack{\text{第1} \\ \text{第3} \\ \text{象限}}} P(X, Y) dX dY - \int_{\substack{\text{第2} \\ \text{第4} \\ \text{象限}}} P(X, Y) dX dY}{\int_{\substack{\text{第1} \\ \text{第3} \\ \text{象限}}} P(X, Y) dX dY + \int_{\substack{\text{第2} \\ \text{第4} \\ \text{象限}}} P(X, Y) dX dY} \quad (6)$$

とかける。

(5) 式からわかるように、楕円

$$X^2 - 2\rho XY + Y^2 = (1-\rho^2)C^2$$

( $C$  は常数) の周上の一点  $(X_1, Y_1)$  を含む矩形  $dX dY$  内に点  $X, Y$  が落ちる確率は、点  $(X_1, Y_1)$  がこの楕円の周上にある限り一定している。この確率楕円の座標軸を

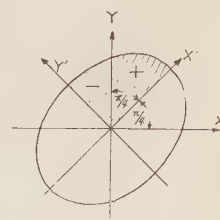
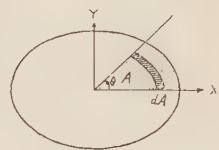


Fig. 1

Fig. 2

$$\begin{cases} X' = X \cos \alpha - Y \sin \alpha \\ Y' = X \sin \alpha + Y \cos \alpha \end{cases}$$

という新座標系  $X', Y'$  に変換し, 楕円の主軸が, 座標軸になるようにすると,  $\alpha = \pi/4$  となり, 確率楕円は

$$\frac{X'^2}{1+\rho} + \frac{Y'^2}{1-\rho} = C^2$$

とかくことができる。 $X'$  軸と角  $\theta$  をなす直線と  $X'$  軸との間に含まれる楕円の面積  $A$  は

$$A = \frac{1}{2} \sqrt{1-\rho^2} C^2 \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \tan \theta \right),$$

依て,  $X'$  軸及び之と角  $\theta$  をなす直線の間に  $X', Y'$  が同時に落ちる確率  $P_\theta(X', Y')$  は

$$\begin{aligned} P_\theta(X'Y') &= \int_0^{A_\infty} P(X'Y') dA \\ &= \int_0^{\sigma \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\rho^2}} e^{-\frac{C^2}{2}} C\sqrt{1-\rho^2} \end{aligned}$$

$$\cdot \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \tan \theta \right) dC$$

$$= \frac{1}{2\pi} \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} \tan \theta \right)$$

依て式 (6) は

$$r(+1, -1) = 4P_\theta(X'Y') \Big|_{\theta=0}^{\theta=\pi/4}$$

$$- 4P_\theta(X'Y') \Big|_{\theta=\pi/4}^{\theta=\pi/2}$$

$$= \frac{2}{\pi} \left\{ 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{1+\rho}{1-\rho}} - \pi/2 \right\}$$

$$\begin{pmatrix} \rho=0 & r(+1, -1)=0 \\ \rho=1 & =1 \\ \rho=-1 & =-1 \end{pmatrix}$$

或は

$$\sin \frac{\pi}{2} r = \rho$$

§  $r(+1, -1)$  と  $\rho(x, y)$  との関係を表に示す。

$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$
0.01	0.016	0.11	0.172	0.21	0.324	0.31	0.468	0.41	0.600
0.02	.031	.12	.187	.22	.338	.32	.482	.42	.613
.03	.047	.13	.203	.23	.353	.33	.495	.43	.625
.04	.063	.14	.218	.24	.368	.34	.509	.44	.637
.05	.078	.15	.233	.25	.383	.35	.523	.45	.649
.06	.094	.16	.248	.26	.397	.36	.536	.46	.661
.07	.110	.17	.264	.27	.412	.37	.549	.47	.673
.08	.125	.18	.279	.28	.426	.38	.562	.48	.685
.09	.141	.19	.294	.29	.440	.39	.575	.49	.695
.10	.156	.20	.309	.30	.454	.40	.588	.50	.707

$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$	$r$	$\rho$
0.51	0.718	0.61	0.818	0.71	0.898	0.81	0.955	0.91	0.990
.52	.729	.62	.827	.72	.905	.82	.960	.92	.992
.53	.740	.63	.836	.73	.911	.83	.965	.93	.994
.54	.750	.64	.844	.74	.918	.84	.969	.94	.996
.55	.760	.65	.853	.75	.924	.85	.972	.95	.997
.56	.770	.66	.861	.76	.930	.86	.976	.96	.998
.57	.780	.67	.869	.77	.935	.87	.979	.97	.999
.58	.790	.68	.876	.78	.941	.88	.982	.98	1.000
.59	.800	.69	.884	.79	.946	.89	.985	.99	1.000
.60	.809	.70	.891	.80	.951	.90	.988	1.00	1.000

$r(+1, -1)$  から  $\rho(x, y)$  を求める表

# 地 震 時 報

## 1953 年 12 月の顯著地震

**奄美大島北西沖の深発地震** 1 日 14 時 08 分 50 秒ころ奄美大島北西沖 (29.2° N, 128.8° E) に深発地震が起つた。震源の深さは約 280 km で、南西諸島、および宮崎広島、高知県の一部で有感、最大震度は III, 最大有感距離は高知まで 660 km であつた。

**金華山北東沖の地震** 7 日 23 時 11 分 33 秒ころ金華山北東沖 (38.7° N, 142.2° E) に地震が起つた。震源の深さは 20~40 km で、東北地方、関東地方の大部分および北海道、中部地方の一部で有感。最大震度は III, 最大有感距離は三島まで 490 km, 規模 M(C) であつた。なお仙台管区气象台から津波警報 (津波なし) が発令された。

## 日本海中部の深発地震

20 日 09 時 21 分 23 秒ころ日本海中部 (39.5° N, 137.0° E) に地震が起つた。震源の深さは約 360 km で、東北地方関東地方の太平洋岸で有感 (震度 I), 最大有感距離は水戸管内竜ヶ崎まで 500km であつた。

## 下北半島東方沖の地震

22 日 02 時 36 分 18 秒ころ下北半島東方沖 (41.4° N, 142.2° E) に地震が起つた。震源の深さは約 40 km で、北海道南半部、および東北地方の大部分で有感、最大震度は III, 最大有感距離は福島まで 430 km, 規模 M(C) であつた。

## 房総沖地震の余震

		11 月	12 月
有 感 地 震	顕 著	8	2
	稍 顕 著	12	5
	小 区 域	6	3
	不 明	2	—
	計	28	10
無 感 地 震		392 (19*)	205 (14*)
計		420	215

11 月 26 日の房総沖地震は多数の余震を伴つた。11 月, 12 月の余震回数は前表の通りである。

\* 最大記録距離 800 km 以上の無感地震の数  
**1954 年 1 月~2 月の火山活動**

**三 原 山** 昨年 11 月以来活動中の三原山は本年に到るもなお活発な噴火活動を行つた。すなわち 1 月 1~16, 19, 22, 27, 31 日および 2 月上旬半に噴火し、噴石の高さはしばしば 400~500 m に達した。1 月 12 日には昨年 11 月の噴火で出来た火口の北側約 30 m の地点に新しく火口を生じ、また 1 月 27 日の噴火では、さらにその北側約 30 m の地点にも新火口を生じた。1 月 27 日 11 時 20 分から 16 時 30 分までにわたる噴火は昨年以来最も活発なもので、噴石の高さは 1000 m にも達し、約 61 万立方 m の溶岩が火口からあふれて内輪底中央部の旧火口底に向つて流出した。2 月半ば以後は活動はおだやかになり、淡青色の噴煙および噴気を出すだけとなつた。

**浅 間 山** 昨年 12 月 27 日の爆発以来しばしば小爆発をくり返し、軽井沢から観測されたものだけでも 1 月には 72 回, 2 月には 83 回の爆発があつた。いづれも軽井沢までは爆発音が聞えなかつたが、黒灰~灰かつ色の噴煙が 100~1000 m (ときには 4000 m 余) も上り、そのつど山頂附近に降灰があつた。この火山灰はまれには遠く関東地方にまで飛散したことがあり、足利 (1 月 23 日), 前橋 (2 月 3 日, 11 日), 東京 (2 月 15 日), 熊谷 (2 月 23 日) で降灰を観測した。

## 1953 年に於ける明神礁の活動

1952 年 9 月に噴火して火山島を生じて以来屢々猛烈な爆発を繰返していた明神礁は 1953 年 9 月まではほぼ同様な活動を続け、その噴煙、噴気、爆発音や火山島の出沒などが附近を航行した船舶、航空機や青ヶ島、八丈島などから認められた。10 月以後は全く活動が認められず、前年 9 月以来満 1 ケ年にわたつた活動も一応休止したものと推定される。

## 學 会 記 事

### 幹 事 会

日 時： 1953 年 11 月 24 日 11h~12h

場 所： 中央気象台台長室

出席者： 和達、井上、広野、末広、宇佐美、村  
内、金井、笠原、表、内田

1 庶務報告： a) 会員移動、新賛助会員、朝日生命保険相互会社、11月6日入会、10,000円納入、新普通会員(地理調)武藤勝彦、坪川家恒、清水疆、大野欽一、土橋忠則、斎藤暢夫、林 哲郎、原田建久(气象台)浜松音蔵、村井五郎、黒沼新一、藤本文彦、清水陽一、樋口長太郎、竹山一郎、高橋木雄、(東大地球物理)山川宣男(東北大地震観測所)嶺永治(宮城県庁)石垣 昇、吉川圭三、——以上計賛助会員1名、普通会員20名入会 b) 寄贈雑誌、通研図書・雑誌目録追録 II 各1冊、通研月報 Vol. 6, No. 9 名古屋大学工学部紀要 Vol. 5, No. 1.

2 都合により定例幹事会の日取りを地震研究所談話会の前日(月)に行うことに決定す。

3 秋季地震学会講演会の会計報告があり、会場費(小便と手伝に謝礼)2,000円支出することを承認す。

4 来年度春季地震学会の件、場所は国立博物館とし村内幹事が交渉する。シンポジウムの題目について相談し、色々意見があつたが、1) 地震のマグニチュード、2) 応用地震学に関する問題、例えば建物の震動、耐震構造等に関する問題 3) 地盤の問題、等が主なもので中でも(1)が最も有力であつた。今回は決定せず次回の幹事会で題目と講演者を決めることにした。

5 事務の上田夫人退職の件、上田さんより11月末で退職したいとの申し出があつたので後任として内田嬢をお願いすることになった。上田さんの退職金は官吏の場合に準ずる。

### 幹 事 会

日 時： 1954 年 1 月 9 日 10h~12h

場 所： 中央気象台台長室

出席者： 和達、井上、広野、宇佐美、末広、宮村、笠原、松本、村内、表、内田

1 庶務報告： a) 賛助会費納入(27年度)、鹿島建設、10,000 大成建設 10,000、明石製作所、10,0

00、清水建設 20,000(含26年度)。b) 会員移動、賛助会員退会者、依田建築設計事務所；普通会員入会者(京大)小堀鐸二、鳥羽武文、島 通保、(震研)斎藤貞夫、(地理調)大野日出子、(宮本建設)萩原輝一、市川 南、佐藤和三郎；住所変更者、塚田秀作、大島測候所より伊良湖測候所へ。c) 寄贈雑誌、地質学雑誌、第59巻698号、699号、天文月報 Vol. 46, No. 12、通研月報 Vol. 16, No. 10、柿岡地磁気観測所報告、昭和15、16年、欧文海洋報告、5巻1号、自然科学と博物館、Vol. 20. No. 7~9、地震月報29号、30号(昭和28年5.6月)、運輸技術研究所報告、第3巻9~10号、11~12号、The Journal of Earth Science Nagoya University, Vol. 1 No. 1. d) 学術会議地物研連委地震分科会より、本年9月ローマで開催のIUGGに提出希望の論文は1月末日迄に地震分科に題目を通知するよう書面で依頼された(本誌6巻2号に公告)。

2 文部省関係議事 a) 昭和29年度文部省研究成果刊行費補助金の交付申請について文部省より照会あり、これを申請することにした。b) 学術文献の認識票の記載方法について同省より照会あり、宇佐美幹事にその回答を一任す。c) 学会並びに研究機関に於ける欧文の論文及び欧文抄録の作成につき照会あり、回答済み。

3 春期学会講演会の件 a) 会場、第1候補国立博物館小講堂、村内幹事交渉係、使用料、1日80円、期日、4月26、27、28日(3日間)但し会場の都合で変更があるかもしれない。b) 講演申込、3月20日締切とす。c) シンポジウムの題目、11月幹事会では、地盤の問題、マグニチュード、応用地震学の3つが上げられたが今年のIUGGに提出の論文の関係も考え地震のマグニチュードを取上げる。議長鈴木次郎氏、講演者和達清夫氏、松沢武雄氏とする。なるべく討論の時間を多くし、特に坪井氏、河角氏にも、必要ならばビラ等も用意して討論に参加していただくようあらかじめ依頼する。

4 「地震」の件 a) 現在地震学会の手持金は95,000円で、Vol. 6 No. 4の出版にはさしつかえない。b) 同号に5巻までの項目別の目次を付ける。



今後は一年毎に index を付けて出版する。

5 会誌交換の件 a) 地球物理関係の学会や研究機関で会誌の交換を乞う所があるが、当学会としては交換は原則として行わず購読してもらうことにしている。しかし交換希望が後を絶たないので、それら雑誌の要不要を調べて今後会として交換するか否か、また保管の方法等を検討するよう村内幹事に依頼した。b) 会誌をカナダの Dominion Observatory とアメリカの American Geological Survey に新に送付することになった。

6 委員改選の件 a) 会員名簿を作りこれに○印をつけて選出する。この選挙名簿は 1 月末に各会員宛発送する。選挙方法は 30 名連記、無記名、締切り 2 月末日、開票 3 月 1 日 10 時より震研会議室、公開と決めた。b) 選挙管理委員会は本年はとりあえず幹事会をもつてあて、開票の結果 30 番目の得票数が同じ人が数人出た時などの問題に対処することにした。

#### 幹 事 会

日 時：1954 年 3 月 1 日，1h30～3h30

場 所：地震研究所会議室

出席者：和達，井上，広野，宇佐美，末広，金井，松本，村内，笠原，安芸，内田

1 庶務報告：a) 会員移動，新入会員（名大理）和田卓彦；退会者 牧田盛夫，田上次雄。b) 研究成果刊行費補助金の件，和文「地震」250,000 円，英文“Journ. Phys. Earth”100,000 円を各々 2 月 8 日文部省學術局研究助成課へ申請した。c) 寄贈雑誌，地質ニュース No.5，天文月報 Vol.47，No.3，通研月報 Vol.6，No.11～12。地震月報 31 巻，震時報 18 号，鹿島建設技術研究年報 Vol.8，No.5，長崎海洋気象台報告 4。

2 次期委員選挙開票。新委員 30 名決定。選挙結果の通知は“地震”Vol.6，No.4 に入れ発送す。但し当選者には早く通知する。

3 有志が本間正作氏遺族の救済運動を行うにつき地震学会の振替口座を利用したいむね希望があり，事務費その他について地震学会に負担をかけない条件で使用を許可することになった。

4 各関係機関に属する会員が地震学会講演会にその研究成果を発表したい場合は講演会に出席出来るよう善処方を希望する文書をそれぞれの長に送付することにした。

5 春季地震学会は 4 月下旬ときめてあるが，国立博物館の都合をきき早急に日時を決定するよう努力する。

6 滞納会費徴収についてはなるべく頻繁にはがきその他をもつて催促することにした。

#### 幹 事 会

日 時：1954 年 3 月 22 日，10h～12h

場 所：地震研究所会議室

出席者：和達，宇佐美，末広，宮村，金井，笠原，松本，安芸，村内，表，内田

1 庶務報告 a) 新入会員 中西 英（京大）b) 寄贈図書，地質学雑誌 60 巻 701 号，地質ニュース No.6，Study on some Phenomhna Fortelling the occurrence of Destructive Earthquakes（京大より），Sist 544, 545 of New Publication of the Geological Survey.

2 講演会の件 a) 日取り（4 月 22, 23, 日）を決定。見学場所上野美術館，村内幹事交渉，懇親会場第一候補は科学博物館，食堂，村内幹事交渉，第二候補，みやこ，末広幹事交渉。b) 講演会日程を決定す。

#### 新委員幹事会

日 時：1954 年 3 月 22 日，1h～3h

場 所：地震研究所会議室

出席者：和達，広野，宇佐美，末広，那須，宮村，金井，笠原，村内，表，内田

新委員長選挙開票結果，総数 24 票；佐々憲三，13；和達清夫，6；松沢武雄，2；那須信治，1；宮部直巳，1；表 俊一郎，1。

1 佐々委員に 至急手紙で上記の結果を報告し，今後の運営につき意見を聞くことになった。

2 朝日科学奨励金の件 期日の関係で，各委員より意向を聞く間がなかったので，今回は幹事会で決める。題目として，1. 爆発グループ，2. 重力，3. 地震観測発足以来のカatalog作製が出たが，会として爆発グループを推薦することにした。

3 図書交換の件 a) 地震学会に寄贈される図書の保管は科学博物館に依頼する。b) 交換の対象は原則として外国図書だけとする。c) この件はJoun. Phy. Earth とも関係するので関係委員と次の幹事会で相談することとする。

4 地震学会賞の件 次の幹事会までに原案を作り，春の総会にはまとまったものを出し得るように

努力する。

5 其他 a) 来年度からは新委員長の選挙は幹事会で行い、初めて行われる新委員会は新委員長出席のもとに行う。b) 委員会の議事可決は 1/3 以上出

席を必要とする(委任状も含む)とした方がよいのではないかとの話が出た。c) 地震学会の代表者が変った場合は各機関にそのむね知らせる。

## 紹 介

ソヴィエト文献紹介 (2) ソ同盟科学学士院報告,  
地球物理篇 1953 年 No. 3 No. 4 内容.

No. 3 地球の物理 ゲー・アー・ガムブルツェフ:  
水平振子の二つの動作領域 201-208 頁

イー・エス・ビュールゲン: 反射および屈折波  
の綜合走時図による記録領域の限界づけ  
209-214 頁

エム・アー・グラボウスキー: 岩石の熱残留磁  
気 215-224 頁

ゲー・イー・クルウグリャーコフ, アー・アー・  
ヤシンスカヤ: 方垂鉛鉱とその中の亜鉛を鉄  
と入替した場合の帯磁率の関係 225-227 頁

アー・カー・マロヴィチコ: 重力測量における  
逆課題の解 228-231 頁

海の物理 ペー・アー・キートキン: 深さの変化  
する海において風により生ずる循環流 232-251  
頁

大気の物理 ヴェー・イー・タタルスキー: 渦  
のある媒質中の音の位相の変動 252-258 頁

エス・パー・トウヴォールスカヤ: 流れの中の  
滴の返済および蒸発 257-263 頁

ヴェー・ペー・ミーリン, エス・ゲー・マーラホ  
フ.: 空気の伝導率と大気中の乱流的混合 264-  
270 頁

書評と文献 地震探鉱教程 (Instruktsiya po Seis-  
morazvedke, ソ同盟地質省地球物理本局  
Gosizdat, Moskva, 1952, 94頁 定価 2r. 50k.)  
紹介 271-274 頁

動力学的気象学 (Dinamičeskaya Meteorologiya,  
水文気象出版所, Moskva-Leningrad, 1952, 147  
頁, 定価 4r. 50k.) 紹介 275-276 頁

1952 年刊行地球物理文献目録 277-284 頁

雑録 磁気探鉱のための新しい器械エー・ヴェー・

カルウス

宇宙論の諸問題と地質学および地球物理学の重要  
課題との関係についての協議会, ヴェー・アー・  
マグニツキー

No. 4 地球の物理 ペー・ユー・レーヴィン: 地球  
の進化, 構造, 組成の若干の問題 289-306 頁

アー・ゲー・カラシュニコフ: 磁束計による  
磁気傾度計 307-317 頁

アー・ゲー・タールホフ: 地球物理探鉱用変動  
電磁界の模型化 318-323 頁〔電磁誘導法〕

海の物理 ヴェー・ペー・シュトックマン: 風  
で海におこされる完全な流れの模型化について  
324-334 頁

アー・アー・ドミトリエフ: 脈動源により生ず  
る粘性液体表面の波 333-345 頁

大気の物理 アー・エム・ヤーグロム: 順圧性  
大気中の大規模過程の動力学 346-369 頁

カー・ヤー・コンドラチエフ, エー・エル・ボド  
リスカヤ: 斜面の実効照射 370-375 頁

エル・エヌ・グットマン: 緩傾斜面上の《斜面風  
》について 376-379 頁

書評と文献 地上作業用磁気探鉱教程 (Instruk-  
tsiya po Magnitorazvedke dlya nazemnykh  
rabot. ソ同盟地質省地球物理本局, Moskva,  
1952. 84 頁 定価 3r. 10k.) 紹介 380-388 頁

ロシア台地上の地震波資料の質を低下せしめる因  
子としての多回反射屈折波 (アー・カー・ウルポ  
フ, エル・アー・リャビンキン著イー・エム・  
グプキン名称モスクワ石油研究所業積第 12 版,  
80-91, Moskva Gostoptekhizdat, 定価 9r.)  
紹介 388-390 頁

1953 年 2~3 月刊行地球物理文献目録 391-392 頁  
(宮村撰三記)

## 本間正作氏著作論文目録（雑誌別）

### a. 気 象 集 誌

1. Rayleigh 波及び Stoneley 波について	17 巻 11 号	442~450 頁, 1939
2. 不均質弾性体のラブ波に就いて	18 巻 3 号	84~ 90 頁, 1940
3. 圧縮性大気の緩慢な運動に就いて	18 巻 6 号	197~201 頁, 1940
4. 高橋喜彦氏の方法に依る波動方程式の一般数値解法	19 巻 9 号	351~358 頁, 1941
5. 構造物の弾性に関する一問題【長宗留男・本間正作】	26 巻 8 号	217~221 頁, 1949
6. 分散性波動の伝播と群速度について (I)	26 巻 9~12 号	243~254 頁, 1949
7. 地震速度の時間的变化とその間に起つた他の地震の発震機構との関係 (第 1 報)【岡野敏雄・本間正作】	27 巻 2 号	39~ 44 頁, 1949
8. 分散性波動の伝播と群速度 (III)	27 巻 6 号	185~192 頁, 1949
9. 小球による弾性波の散乱に就いて【長宗留男・本間正作】	27 巻 4 号	115~119 頁, 1949
10. 分散性波動の伝播と群速度 (II)	27 巻 7 号	205~213 頁, 1949
11. 地震速度の時間的变化とその間に起つた他の地震の発震機構との関係 (第 2 報)【岡野敏雄・本間正作】	28 巻	25~ 34 頁, 1950
12. 日本に於ける烈震分布の長週期移動【本間正作・長橋福次郎】	28 巻 3 号	100~103 頁, 1950
13. 外海より海岸によせる津浪について	28 巻 4 号	130~135 頁, 1950

### b. 験 震 時 報

1. 不均質弾性体の表面を伝わるラブ型表面波に就て	10 巻 3~4 号	459~472 頁, 1940
2. 地形が表面振動に及ぼす影響, 附レーレー波の特性式 $\Delta(Z)$ の値	11 巻 4 号	349~364 頁, 1941
3. 深発地震発震機構調査方法に就て (序報)	11 巻 4 号	365~378 頁, 1941
4. 近地地震の P 波振巾に及ぼす表面層の影響	11 巻 4 号	379~382 頁, 1941
5. 地形が表面振動に及ぼす影響 (II). 緩やかならざる地形	12 巻 1 号	17~ 23 頁, 1942
6. 地形が表面振動に及ぼす影響 (III). ラブ波から誘発されるレーレー波	12 巻 1 号	24~ 36 頁, 1942
7. 地表物質の水平不均質が表面振動に及ぼす影響	12 巻 1 号	37~ 51 頁, 1942
8. 震波線の最深点を求める方法に就て	12 巻 1 号	52~ 55 頁, 1942
9. 本邦に於ける地震発生の日変化調査——其の 1 茨城県附近【本間正作・小宮友吉】	12 巻 1 号	56~ 64 頁, 1942
10. 水平等方弾性体のレーレー波に就いて	12 巻 2 号	97~105 頁, 1942
11. 弾性波動の初期値問題 (I)	12 巻 2 号	106~126 頁, 1942
12. 振動体の共鳴現象其他に就いて【広野卓蔵・副田勝利・本間正作】	12 巻 4 号	199~205 頁, 1942
13. 地震計の常数検定に関する二つの問題	12 巻 4 号	215~224 頁, 1942
14. フィリピン群島に於ける地震観測について	12 巻 4 号	249~262 頁, 1942
15. ウィーヘルト式地震計の常数間の関係	14 巻 1 号	12~ 15 頁, 1950
16. 上下動地震計の吊バネの質量の影響	14 巻 1 号	15~ 20 頁, 1950
17. 地震計の自由振動の減衰について【西沢義則・本間正作】	14 巻 1 号	20~ 23 頁, 1950

- |   |            |                |
|---|------------|----------------|
| 18. 地震計の運動方程式   | 14 卷 1 号   | 24~ 31 頁, 1950 |
| 19. 境界層に於ける波動の反射について【本間正作・長宗留男】                               | 14 卷 1 号   | 47~ 55 頁, 1950 |
| 20. 不均質媒質に於ける境界波及び横波型表面波に就いて                                  | 14 卷 3~4 号 | 24~ 38 頁, 1950 |
| 21. 深発地震の走時曲線から地表附近の地震波速度分布が求まるか                              | 14 卷 3~4 号 | 43~ 48 頁, 1950 |
| 22. 海底変動の進行によつて生ずる波 (I)                                       | 14 卷 3~4 号 | 65~ 69 頁, 1950 |
| 23. 昭和 20 年 1 月 13 日三河烈震地域踏査報告【広野卓蔵・<br>本間正作・岩井保彦・野依一郎・関口宇一郎】 | 15 卷 3~4 号 | 12~ 25 頁, 1951 |
| 24. 上下動地震計に於ける吊ばねの振動の影響                                       | 16 卷 1 号   | 13~ 23 頁, 1952 |
| 25. 鏡と光線による微小回転角測定に於ける一注意                                     | 16 卷 1 号   | 24~ 30 頁, 1952 |
| 26. 日本に於ける地震活動の移動型式について                                       | 16 卷 1 号   | 53~ 56 頁, 1952 |
| 27. 地殻の変動によるエネルギー   | 16 卷 1 号   | 57~ 66 頁, 1952 |
| 28. 地表面に於ける S 波の反射の一例   | 16 卷 1 号   | 67~ 71 頁, 1952 |
| 29. 地表温度変化が坑内における地殻の傾斜伸縮の観測に及ぼ<br>す影響【本間正作・長宗留男】              | 16 卷 1 号   | 72~ 80 頁, 1952 |
| 30. 海底変動の進行によつて生ずる波 (II)                                      | 16 卷 1 号   | 81~ 87 頁, 1952 |
| 31. 海底変動の進行によつて生ずる波 (III)                                     | 16 卷 3~4 号 | 23~ 63 頁, 1952 |
| 32. 1 トン長周期地震計【鷺坂清信・本間正作・矢崎敬三・長<br>宗留男・山岸 登】                  | 16 卷 2 号   | 7~ 38 頁, 1952  |
| 33. 松代における地盤脈動の調査【地震観測所】                                      | 16 卷 2 号   | 39~ 50 頁, 1952 |

## c. 地震研究所彙報

- |  |            |                |
|--|------------|----------------|
| 1. 昭和 10 年 4 月 21 日台湾地震の走時と地殻構造上の一<br>問題（概報）【河角 広・本間正作】  | 別冊 第 3 号   | 10~ 02 頁, 1936 |
| 2. On a Problem Concerning the Internal Structure of<br>the Earth as Discussed from the Time-distance<br>Curve of the Formosa Earthquake of April 20, 1935<br>[H. KAWASUMI S. HONMA] | Vol. 14 PP | 203~220 1936   |

## d. 地 震

- |  |               |                 |
|--|---------------|-----------------|
| 1. P 波の速度分布                                      | 8 卷           | 546~562 頁, 1936 |
| 2. 走時曲線解析に於ける不連続面の影響                             | 8 卷           | 592~599 頁, 1936 |
| 3. Herglotz-Wiechert の公式の拡張と其の一証明法【河角 広<br>本間正作】 | 9 卷 2 号       | 59~ 68 頁, 1937  |
| 4. 余震区域の面積と有感半径との関係【関 彰・本間正作】                    | II 輯, 2 卷 2 号 | 37~ 40 頁, 1950  |
| 5. 余震区域の面積と有感半径との関係（承前）【本間正作・<br>関 彰】            | II 輯, 3 卷 2 号 | 4~ 8 頁, 1951    |
| 6. ある初期変位から生ずる弾性波                                | II 輯, 4 卷 2 号 | 5~ 10 頁, 1952   |

## e. 中央气象台秘密気象報告

- |                          |                                     |                 |
|--------------------------|-------------------------------------|-----------------|
| 1. 踏査報告, 四国地方【本間正作・鮎田 正】 | 6 卷, (昭和 17 年 8 月 27~28 日の台風高潮調査報告) | 110~121 頁, 1944 |
|--------------------------|-------------------------------------|-----------------|



2. 颱風による地盤振動の調査 [鷺坂清信・本間正作・本間 寧  
高木 聖・副田勝利・正務 章]

同上 275~293 頁

#### f. 中央气象台研究速報

1. 地下の鉛直構造と重力との関係 25 号 1~12 頁, 1947
2. 表層ある地表における三次レーレー波 25 号 12~16 頁, 1947
3. 荷重函数, 突発現象の影響函数の問題及び重力と地下構造  
に対する応用 44 号 1~23 頁, 1949

#### g. 中央气象台欧文彙報 (Geophysical Magazine)

1. On the Behaviour of Seismic Sea Waves around a  
Circular Island Vol. 21, No. 3, pp. 199~208, 1950
2. \* On the Propagation of Dispersive Seismic Waves Vol. 22, No. 3, pp. 209~236, 1951
3. \* On Boundary Shear Waves at an Inner Zone with  
Continuously varying Properties and Related Pro-  
blems for Surface waves Vol. 23, No. 1, pp. 25~ 54, 1951
4. Some Problems on the thermo-Elastic Deformation of  
the Earth's Crust Vol. 23, No. 2, pp. 125~144, 1952
5. Initial value Problem in the theory of Elastic Waves Vol. 23, No. 2, pp. 145~182, 1952
6. \* Love Waves in a Surface Layer of Varying Thickness Vol. 24, No. 1, pp. 9~ 14, 1952
7. Observation of Rayleigh Waves Propagated over a  
Stratified Surface (S. Honma, Y. Nishizawa) Vol. 23, No. 3, pp. 191~202, 1952
8. A Nomogram for Dynamical Magnification of a  
Galitzine's Seismograph (S. Honma, N. Yamagishi) Vol. 23, No. 3, pp. 203~204, 1952

#### h. 測 候 時 報

1. 近年に於ける水戸市附近の地震の日周変化に就いて [高谷  
静馬・本間正作] 11 卷 9 号 312~316 頁, 1940

#### i. 昭和 16 年 7 月 5 日長野強震調査概報

1. 長野強震地域踏査報告 [本多弘吉・本間正作・正務 章・高野和夫] 1941

#### j. 海 と 空

1. 気候と太陽黒点との関係の調査について 22 卷 4 号 135 頁, 1942

#### k. 昭和 18 年 9 月 10 日鳥取地震概報

1. 海岸附近及び断層附近の調査概報 31~32 頁, 1943

## 1. 昭和 19 年 12 月 7 日東南海地震調査概報

1. 昭和 19 年 12 月 7 日東南海地震実地踏査報告【本間正作  
斎藤光太郎・山崎彦四郎・金原兵四郎】

28~52 頁, 1945

## m. 中央気象台地震課監会誌（なまず）

1. 鯰は何日おきに暴れるか

第 2 号 8~11 頁

## n. 科 学

- |                           |                           |
|---------------------------|---------------------------|
| 1. 大きな湖の形, 【甲斐好胤】         | 8 卷 7 号 258~259 頁, 1938   |
| 2. 粘弾性体のレーレー波 【甲斐好胤】      | 8 卷 12 号 565 頁, 1938      |
| 3. 不均質媒質内の波動 【甲斐好胤】       | 9 卷 12 号 515 頁, 1939      |
| 4. 坪井博士のフーリエ分析について 【甲斐好胤】 | 12 卷 12 号 467~468 頁, 1942 |
| 5. Weight を表わす函数について      | 16 卷 6 号 150~151 頁, 1946  |
| 6. 指向性波動を生ずる条件            | 17 卷 9 号 288~290 頁, 1947  |
| 7. 質量の鉛直分布と重力             | 17 卷 10 号 321~322 頁, 1947 |
| 8. 不均質媒質中の波の変形について        | 18 卷 9 号 415 頁, 1948      |

註: 甲斐好胤は本間氏の筆名

(広野記)

昭和 29 年 5 月 1 日 印 刷

第 2 輯 第 7 卷 第 1 号

昭和 29 年 5 月 5 日 発 行

東京大学理学部地球物理学教室内

編輯発行  
兼印刷者

地 震 学 会

代 表 者 佐 々 憲 三

東京都千代田区富士見町 1 の 10

印 刷 所

株式会社 国際文献印刷社

代 表 者 笠 井 康 頼

発 行 所

東京大学理学部  
地球物理学教室内

地 震 学 会

(振替東京11918番)



地震学会賛助会員（順序不同）昭和 29 年 3 月 1 日現在

三井不動産株式会社  
鹿島建設株式会社  
大成建設株式会社  
清水建設株式会社  
竹中工務店  
大林組  
織本建築設計計算事務所  
茂木建築設計計算事務所  
三菱地所株式会社  
保坂振動計器製作所  
電力中央研究所  
明石製作所  
朝日生命保険相互会社  
生命保険協会  
日本損害保険協会

東京都中央区日本橋室町 2 の 1  
東京都中央町榎町 2 の 3  
東京都中央区銀座 3 の 4  
東京都中央区室町 2 の 1  
（東京支店）千代田区大手町 1 の 6  
（東京支店）千代田区丸ノ内 1 の 2  
東京都中央区日本橋蠣殻町 3 の 2  
東京都文京区大塚町 33  
東京都千代田区丸ノ内 2 丁目 2 の 211  
東京都文京区小石川柳町 22  
東京都北多摩郡狛江町岩戸 1229  
東京都品川区東品川 5 の 1  
東京都千代田区丸ノ内 1 の 1  
東京都千代田区丸ノ内 3 の 4  
東京都千代田区神田淡路町 2 の 9

## 「地震」投稿規定

1. 原稿は 400 字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、外国語は片仮名又は原語を用いること。
2. 句読点、. 等を明瞭に記入すること。
3. 地名、人名の読みにくいものには振仮名を付けること。
4. 数字は漢字を用いず、アラビア数字を用いること。
5. 引用文献等は最後に本文中の引用箇所の番号を附して記載のこと。
6. 挿図は墨で明瞭に書き、刷上り寸法又は縮率を必ず記入すること。図の中の文字は刷上り 1mm 以下にならぬこと。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。
7. 原稿には必ず欧文題目と欧文要約（大体 300 語以内）を付けること。
8. 論文の長さは当分の間、なるべく刷上り 6 頁（400 字詰原稿用紙約 10 枚）以内のこと。
9. 別刷は 100 部を贈呈し、それ以上は著者の負担（用紙を含む）とする。
10. 校正は初校以後は編輯係に一任のこと。
11. 特殊な図版（折込、色刷等）は当分の間著者が費用を負担すること。
12. 挿図、表等の説明には欧文を用いること。
13. 数式、特に本文中の式はなるべく一行以上を占領せざる形（たとえば  $\kappa/\mu$ ,  $\sin\{(s\pi x/l) - s\pi ct/l\}$  のごとく）にかくこと。
14. 寄書は刷上り 1 頁未滿（400 字詰原稿用紙約 2 枚迄）とし、欧文題目をつけること。寄書の図面は刷上り横 6cm 又は 12 cm にするようにかくこと。

# ZISIN

## JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

Vol. 7, No. 1

SECOND SERIES

May 1954

### ARTICLES

- The Crustal Structure of Japan derived from Observed Travel Time  
Curves of Shallow Earthquakes .....Ituo TAMAKI..... 1
- On the Propagation of Tremors along the Interface between Solid  
and Water produced by a Point Source in a Solid (I).....Ryosuke SATO..... 8
- On Wave-forms of Deepseated Earthquakes Characterized by their  
Positions of Focuses .....Soji YOSHIKAWA.....21
- Precise revolution by means of "Chronometer"—"mechanical tuned  
filter"—"phonic motor" .....Yoshibumi TOMODA.....25
- The Frequency Distribution of the Magnitude of Minor Earthquakes  
.....Toshi ASADA.....30
- On the Frequency Distribution of the P-S Intervals of the Earthquakes  
Recorded at a Certain Station .....Toshi ASADA, and Nozomu DEN.....37
- The Magnitude defined as the Logarithm of the Maximum Displace-  
ment, and That defined as the Logarithm of the Maximum Ac-  
celeration.....Toshi ASADA.....45
- On the Relations between Gravity and Subterranean Structure (III)  
.....Motohiko KATO.....49

### CORRESPONDENCE

- A Simple Method to calculate Correlation Coefficients in which the  
Variables are Classed into Two Intervals.....Yoshibumi TOMODA.....55

SEISMOLOGICAL NOTES.....57

SOCIETY ACTIVITIES .....58

### REVIEWS

- Recent Soviet Geophysical Bulletins .....60

LIST OF ARTICLES BY LATE Dr. S. HOMMA .....61

Published

by

the Seismological Society of Japan,

c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.

Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.